



Piégeage de positons dans un piège de Penning Malmberg, en vue de leur accumulation avec un faisceau pulsé

Pierre Dupré

► To cite this version:

Pierre Dupré. Piégeage de positons dans un piège de Penning Malmberg, en vue de leur accumulation avec un faisceau pulsé. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT : . tel-00671574

HAL Id: tel-00671574

<https://theses.hal.science/tel-00671574>

Submitted on 17 Feb 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE - PARIS 6

Thèse

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris 6

Mention : PHYSIQUE DES PARTICULES

Présentée et soutenue par

Pierre DUPRÉ

PIÉGEAGE DE POSITONS DANS UN PIÈGE DE PENNING MALMBERG, EN VUE DE LEUR ACCUMULATION AVEC UN FAISCEAU PULSÉ

Thèse dirigée par Patrice PÉREZ

préparée au CEA Saclay/IRFU/Service de physique des particules

soutenue le 27 septembre 2011

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Giovanni MANFREDI	-	IPCMS, Strasbourg
	Niels MADSEN	-	Swansea University
<i>Directeur :</i>	Patrice PÉREZ	-	CEA Saclay/SPP
<i>Examineurs :</i>	David LUNNEY	-	CSNSM, Orsay
	Paul INDELICATO	-	LKB, Paris

Résumé

Le principe d'équivalence faible, pilier de la relativité générale d'Einstein, stipule que la masse gravitationnelle est égale à la masse inertielle quelque soit le corps. Ce principe d'équivalence n'a jamais été directement testé avec l'antimatière. L'expérience GBAR se propose de le tester en mesurant l'accélération d'atomes d'anti-hydrogène ultra froids en chute libre. La production de tels anti-atomes nécessite une impulsion de l'ordre de 10^{10} positons en quelques dizaines de nanosecondes. Cette thèse porte sur le développement d'une nouvelle technique d'accumulation de positons dans un piège de Penning-Malmberg pour créer une telle impulsion. Cette nouvelle méthode est une amélioration de la technique d'accumulation d'Oshima et al. . Cette technique nécessite un plasma non neutre d'électrons pour refroidir les positons dans le piège afin de les confiner. Les positons sont délivrés par une source continue et l'efficacité de piégeage est de l'ordre de 0.4%. La nouvelle méthode proposée a besoin d'un faisceau pulsé de positons et son efficacité est estimée à 80%. Une partie de cette thèse a été effectuée à RIKEN (Tokyo) sur le piège d'Oshima et al. afin d'étudier le comportement de plasmas non neutres dans ce type de piège et cette méthode d'accumulation de positons. Un modèle théorique a été développé pour simuler son efficacité de confinement des positons. La description et l'étude systématique de la nouvelle méthode d'accumulation avec un faisceau pulsé de positons sont présentées, notamment l'optimisation par simulation numérique de la configuration électromagnétique du piège et des paramètres des plasmas non neutres utilisés.

Mots-clé : Positon, Piège de Penning-Malmberg, Principe d'équivalence faible, Accumulation, Confinement, Plasma non neutre

Abstract

The weak equivalence principle, a fundament of Einstein general relativity, states that gravitational mass and inertial mass are equal whatever the body. This equivalence principle has never been directly tested with antimatter. The GBAR experiment intends to test it by measuring the acceleration of ultra cold antihydrogens in free fall. The production of such anti-atoms requires a pulse of about 10^{10} positrons in a few tens of nanoseconds. This thesis focuses on the development of a new accumulation technique of positrons in a Penning-Malmberg trap in order to create this pulse. This new method is an improvement of the accumulation technique of Oshima et al.. This technique requires a non-neutral electron plasma to cool down positrons in the trap in order to confine them. A continuous beam delivers positrons and the trapping efficiency is about 0.4%. The new method needs a positron pulsed beam and its efficiency is estimated at 80% . A part of this thesis was performed at RIKEN (Tokyo) on the trap of Oshima et al. to study the behavior of non-neutral plasmas in this type of trap and the first accumulation method. A theoretical model was developed to simulate the positron trapping efficiency. The description and the systematic study of the new accumulation technique with a pulsed positron beam are presented. They includes notably the optimization by simulation of the electromagnetic configuration of the trap and parameters of the used non-neutral plasmas.

Keywords : Positron, Penning-Malmberg Trap, Weak equivalence principle, Accumulation, Non-neutral plasma

Remerciements

Au travers de ces quelques lignes, je souhaite adresser mes sincères remerciements à toutes les personnes ayant contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail scientifique. Durant ces trois années de thèse, j'ai eu la chance de rencontrer et interagir avec un grand nombre de personnes, de domaines scientifiques et techniques variés, ce qui a été déterminant pour l'avancée de mes travaux.

Je souhaite, en tout premier lieu, remercier mon directeur de thèse Patrice Pérez, pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ce travail doctoral. Ces années m'ont été agréables par l'atmosphère conviviale et stimulante dans laquelle il a supervisé mes travaux. Sa disponibilité de tous les instants, ses conseils toujours judicieux et ses encouragements permanents m'ont été des plus précieux pour la conduite de cette recherche et je lui en suis très reconnaissant.

Je tiens à remercier chaleureusement tous les membres de mon Jury pour l'attention qu'ils ont portée à mon travail, Paul Indelicato qui en a assuré la présidence, mes rapporteurs Giovanni Manfredi et Niels Madsen pour leur analyse exhaustive de mon manuscrit et David Lunney avec qui j'ai pu découvrir l'autre versant du monde des "trappistes".

Cette thèse n'aurait pu aboutir sans la proposition de Yusanori Yamazaki de travailler sur le piège de RIKEN. Je tiens à le remercier ainsi que toute l'équipe du laboratoire de physique atomique du RIKEN pour leur chaleureux accueil, notamment Tanako Kojima, Yasuyuki Kanai, Yoshinori Enomoto et Hitomi Wada. Merci à Nagayasu Oshima et de Akihiro Mohri pour leur soutien et leurs conseils qui ont grandement contribué à l'avancée de mes travaux, je leur en suis profondément reconnaissant.

Merci à toute l'équipe du groupe Anti-H du CEA, Patrice, Yves, Laszlo, Jean-Michel, Pascal, Tomoko, Pierre et Nicolas. Ce fut un réel plaisir de contribuer avec vous au développement de l'expérience GBAR. Je tiens aussi à remercier les équipes techniques du CEA avec lesquelles j'ai beaucoup interagi. Merci notamment à Paul Lotrus, Yannick Le Noa, Jean-Yves Rousse, Gilles Dispau et Jean-Pierre Bard. Ils ont grandement contribué à l'installation et la mise en fonctionnement du piège à Saclay avant la fin de ma thèse pour que Pierre puisse continuer mes travaux sereinement.

Merci enfin au soutien sans faille de ma famille et de mes amis.

Table des matières

Introduction	5
1 L'expérience GBAR, <i>Gravitational Behaviour of Antimatter at Rest</i>	7
1.1 Motivation	7
1.1.1 Mesures indirectes	7
1.1.2 Tentatives de mesure directe	7
1.2 Description de l'expérience GBAR	8
1.2.1 Objectif et principes généraux	8
1.2.2 Description de l'expérience	8
1.2.3 Production de positons rapides	11
1.2.4 Modération des positons rapides	11
1.2.5 Accumulation et stockage des positons	13
1.2.6 Production de la cible de positroniums	13
1.2.7 Production des ions $\bar{\text{H}}^+$	15
1.2.8 Refroidissement des ions $\bar{\text{H}}^+$	17
1.2.9 Photo-détachement du positon excédentaire et mesure finale	17
1.2.10 Perspectives	19
2 Piège de Penning-Malmberg	21
2.1 Theorie des plasmas non neutres	22
2.1.1 Définition	22
2.1.2 Modèles théoriques des plasmas non neutres	22
2.1.3 Plasma à l'équilibre	24
2.1.4 Oscillations plasma	27
2.1.5 Refroidissement cyclotron	28
2.2 Piégeage de positons	29
2.2.1 Technique de N. Oshima	29
3 Description de l'appareillage au RIKEN	43
3.1 Source continue de positons lents	44
3.1.1 Source β^+ de sodium 22	44
3.1.2 Géométrie	44
3.1.3 Modération des positons avec du néon solide	44
3.1.4 Mise en place du modérateur	45
3.1.5 Mesure de flux de positons	46
3.1.6 La ligne de transport magnétique	47
3.2 Le piège de RIKEN	47
3.2.1 L'aimant	47
3.2.2 Le jeu d'électrodes	49
3.2.3 Circuit électrique	50
3.2.4 Le modérateur tungstène	52
3.2.5 Le canon à électrons	54
3.2.6 Les diagnostics plasma	55
3.2.7 Détection des positons	59

4	Expériences menées à RIKEN	65
4.1	Plasma d'électrons	65
4.1.1	Formation du plasma	65
4.1.2	Mesure de la densité du plasma	68
4.1.3	Mesures des modes du plasma	69
4.1.4	Production d'ions	71
4.2	Accumulation des positons	76
4.2.1	Principe et paramètres	76
4.2.2	Entrée dans le piège	79
4.2.3	Mesure de l'efficacité du modérateur tungstène	79
4.2.4	Recherche du potentiel du modérateur V_W optimal	80
4.2.5	Optimisation	82
5	Accumulation de positons avec un faisceau pulsé dans un piège de Penning-Malmberg	85
5.1	Introduction	85
5.2	Description de la technique d'accumulation	86
5.3	Géométrie	88
5.4	Plasma d'électrons	88
5.4.1	Injection dans le piège	88
5.4.2	Ralentissement des positons injectés	91
5.4.3	Utilisation du plasma de positons seul	93
5.5	Simulation	94
5.5.1	Description du code	94
5.5.2	Initialisation des positons	95
5.5.3	Entrée dans le piège	95
5.5.4	Temps du premier aller-retour dans le piège	97
5.5.5	Compression temporelle des pulses de positons lents	99
5.5.6	Temps de modération dans le plasma d'électrons	103
5.5.7	Conclusion	105
	Conclusion	109
	Appendices	111
A	Calcul d'erreur sur la perte d'énergie par aller-retour	113
A.1	Approximation de l'énergie cinétique constante pendant chaque aller-retour	113
B	Temps de modération sans plasma d'électrons	115
B.1	Temps d'aller-retour et temps passé dans le plasma	115
B.2	Temps de modération jusqu'au confinement entre les deux barrières de potentiel	116

Introduction

Le positon, antiparticule de l'électron, a été découvert par Anderson en 1932, trois ans après sa prédiction par la mécanique quantique relativiste formulée par Dirac. Depuis, cette antiparticule joue un rôle prépondérant dans de nombreuses disciplines. En imagerie médicale, il est utilisé dans le cadre de la tomographie par émission de positons. Pour la physique du solide, les positons sont employés pour la caractérisation de matériaux. Le positon est aussi un élément clé dans la production d'antimatière en physique des particules. La motivation première d'une telle production est le test des symétries fondamentales de la nature, en comparant les propriétés de la matière et de l'antimatière. En effet, le théorème de la symétrie CPT, un des piliers de la physique des particules, impose un spectre identique pour l'hydrogène et l'anti-hydrogène. Une autre motivation est le test du principe d'équivalence. Ce principe est le fondement de la relativité générale et n'a jamais été vérifié pour l'antimatière. Ce principe sera testé par la future expérience GBAR, *Gravitational Behaviour of Antimatter at Rest*.

La production d'antimatière nécessite le confinement de grandes quantités de positons. Pour cela, les positons sont accumulés dans des pièges électromagnétiques où règne un vide poussé pour éviter toute annihilation des antiparticules. Le développement de techniques d'accumulation a débuté dans les années 60 par Gibson, Jordan et Lauer en injectant du néon radioactif dans un piège magnétique. Dans les années 80 s'est répandue l'utilisation de pièges de Penning-Malmberg pour l'accumulation de positons. Ce type de piège est privilégié pour ses excellentes propriétés de confinement. Il est notamment utilisé dans les expériences de spectroscopie de l'atome d'anti-hydrogène ALPHA et ASACUSA et le sera dans la future expérience GBAR.

La description de la future expérience GBAR est présentée dans la première partie. Cette expérience a pour objectif la mesure de l'accélération d'un atome d'anti-hydrogène en chute libre. Les principes généraux ainsi que les différentes étapes de l'expérience sont détaillées. La production de ces anti-atomes nécessite une grande quantité de positons.

L'expérience a développé une nouvelle technique d'accumulation dans un piège de Penning-Malmberg avec un faisceau pulsé de positons. Cette technique est dérivée de la méthode d'accumulation conçue par Oshima et al. pour un faisceau continu de positons. Les antiparticules sont injectées dans un piège de Penning-Malberg où elles sont modérées par un plasma d'électrons préalablement chargé. Les positons ralentis sont alors confinés dans le piège sous forme d'un plasma non neutre. La théorie des plasmas non neutres et la technique d'accumulation d'Oshima et al. sont décrites dans la seconde partie.

Une partie du travail présenté a été effectuée sur le piège de Oshima et al. au laboratoire RIKEN au Japon. Ce travail s'inscrit dans la mise en place de la technique d'accumulation avec faisceau pulsé. La source de positons, le piège et les différents détecteurs utilisés sont expliqués en détails dans la troisième partie. Les expériences ont porté sur les plasmas d'électrons et l'accumulation des positons. Les résultats obtenus sont montrés dans la quatrième partie.

Enfin, la technique d'accumulation avec faisceau pulsé proposée pour GBAR est présentée dans la dernière partie. Après une description détaillée des différentes étapes de l'accumulation, les résultats des simulations d'optimisation des paramètres de cette méthode sont montrés.

Chapitre 1

L'expérience GBAR, *Gravitational Behaviour of Antimatter at Rest*

1.1 Motivation

La future expérience GBAR propose de tester le principe d'équivalence faible avec de l'antimatière. Ce principe stipule que la masse inertielle et la masse gravitationnelle sont égales quelque soit la nature du corps considéré. Il est le fondement de la relativité générale. La trajectoire d'une particule soumise seulement à la force gravitationnelle est indépendante de sa composition et de sa structure interne. Bien que ce principe ait été testé avec grande précision sur la matière, aucun test direct du principe d'équivalence faible avec de l'antimatière n'a été effectué à ce jour.

La véracité du principe d'équivalence faible pour l'antimatière est une question scientifique essentielle. Son intérêt est renforcé par l'observation récente de l'expansion de l'univers conduisant à des questions fondamentales sur les théories de la gravitation. En effet, l'introduction de l'énergie noire dans la théorie cosmologique (modèle de Concordance) permet d'expliquer les observations mais pose des problèmes théoriques importants. L'énergie noire, qui serait alors la contribution énergétique majoritaire de l'Univers, reste de nature et de propriétés totalement inconnues. Tous ces faits expérimentaux suggèrent que notre compréhension de la gravitation est très incomplète.

Différentes théories proposent un comportement différent pour l'interaction gravitationnelle entre la matière et l'antimatière, violant ainsi le principe d'équivalence. En effet, des extensions de la théorie de la gravitation contiennent des composantes induisant une répulsion gravitationnelle entre matière ou antimatière, appelée *antigravité* [1]. La possibilité d'une telle antigravité dans la relativité générale est discutée par d'autres auteurs [2].

1.1.1 Mesures indirectes

Plusieurs expériences ont comparé les propriétés des particules et de leurs antiparticules en vue d'obtenir un test indirect du principe d'équivalence. La mesure du temps de désintégration des kaons neutres $K^0 - \bar{K}^0$ [3] et la mesure simultanée de la fréquence cyclotron du proton p et de l'antiproton \bar{p} [4] ont ainsi été étudiées avec précision. Cependant, les arguments théoriques sur lesquels reposent ces tests sont contestables [5].

De même, l'étude de la supernova 1987A a permis de fixer une limite sur la différence de masse entre neutrinos et antineutrinos en mesurant le temps d'arrivée de ces particules [6]. Cette limite suppose qu'au moins un événement sur les 19 observés soit un neutrino électronique, mais cette hypothèse n'a pas été démontrée.

1.1.2 Tentatives de mesure directe

Plusieurs tentatives de tests directs du principe d'équivalence pour l'antimatière ont été menées sans succès. Des mesures de chute libre avec des positons [7] et avec des antiprotons [8] ont été envisagées. Mais les tests préliminaires avec des électrons ont échoué. En effet, ces expériences n'ont pu réduire suffisamment les effets parasites du champ électromagnétique. La mesure de chute libre d'antimatière ne

peut donc se faire qu'avec de l'antimatière neutre. L'utilisation d'antineutrons n'est pas envisageable du fait de l'extrême difficulté à produire efficacement des \bar{n} lents. La possibilité d'une mesure de chute libre de positronium a aussi été étudiée [9] et semble être très difficile à mener.

L'atome d'anti-hydrogène \bar{H} est donc le système le plus simple d'antimatière pour réaliser ce type de test du principe d'équivalence. Une autre expérience, AEGIS, veut utiliser cette forme d'antimatière pour mesurer l'accélération gravitationnelle de \bar{H} dont la température initiale serait de quelques mK [10].

1.2 Description de l'expérience GBAR

1.2.1 Objectif et principes généraux

Objectif

L'expérience GBAR a pour objectif la mesure de l'accélération, nommée \bar{g} , d'un atome d'anti-hydrogène \bar{H} en chute libre. Cette accélération est déterminée par la mesure du temps de chute libre des \bar{H} dans le champ gravitationnel de la Terre. Son principe original, proposé par Walz et Hänsch [11], est d'utiliser des ions \bar{H}^+ , composés d'un antiproton et de deux positons. Ces ions sont tout d'abord modérés par refroidissement sympathique jusqu'à une température de l'ordre de $20 \mu\text{K}$, puis leur positon excédentaire est éjecté par photo-détachement. Les atomes \bar{H} ainsi produits tombent en chute libre, n'étant soumis qu'à l'interaction gravitationnelle de la Terre. La vitesse des atomes \bar{H} est alors de l'ordre du mètre/s.

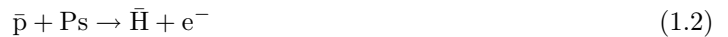
Principe de la mesure

La mesure du temps de chute τ est donnée par la différence de temps entre la détection de l'annihilation de l'atome d'anti-hydrogène et le tir du laser de photo-détachement. Connaissant la hauteur l_0 parcourue par l'atome \bar{H} , on peut en déduire une mesure de la constante gravitationnelle entre matière et antimatière \bar{g} :

$$\bar{g} = \frac{2}{\tau^2} l_0 \quad (1.1)$$

Principe de production des \bar{H}^+

La production des ions \bar{H}^+ nécessaires à la mesure se fait via deux réactions (1.2 et 1.3), utilisant des antiprotons \bar{p} et des positroniums Ps. Le positronium est un état lié composé d'un électron et d'un positon.



Les deux réactions se font successivement lors de l'injection d'un faisceau d'antiprotons dans un nuage de positroniums. Cette cible est produite par l'injection d'un pulse de positons dans un convertisseur positons/positronium.

1.2.2 Description de l'expérience

La production d'atomes froids d'anti-hydrogène se décompose en sept parties faisant appel chacune à différentes disciplines de la physique expérimentale :

1. **La production des positons rapides.** Un faisceau pulsé d'électrons de quelques MeV est injecté dans une cible de tungstène et produit des paires électrons-positons. Une partie de ces positons est éjectée dans le vide.
2. **La modération des positons.** Les positons rapides issus de la cible de tungstène sont alors ralentis par un modérateur en tungstène ou en néon solide pour obtenir un faisceau pulsé de positons lents d'énergie de l'ordre de l'électronvolt.
3. **Le stockage des positons lents.** Ce faisceau pulsé est injecté dans un piège de Penning-Malmberg où ils sont accumulés.

4. **La production de la cible de positroniums.** Une fois que la quantité de positons nécessaire est stockée, elle est éjectée du piège et injectée dans un convertisseur positon/positronium pour former la cible de Ps.
5. **La formation des ions \bar{H}^+ .** Un pulse d'antiprotons est alors injecté dans la cible de positroniums pour produire des ions \bar{H}^+ via les deux réactions 1.2 et 1.3. Les antiprotons sont fournis par l'*Antiproton Decelerator* (AD) au CERN [12, 13]. C'est l'unique source d'antiprotons de basses énergies dans le monde.
6. **Le refroidissement des ions \bar{H}^+ .** Les ions \bar{H}^+ ainsi produits sont alors stockés dans un piège de Paul où ils sont refroidis par refroidissement sympathique à l'aide d'ions bérylliums $^9\text{Be}^+$, eux-mêmes refroidis par laser.
7. **La mesure finale.** Une fois le refroidissement achevé, le positon excédentaire des ions \bar{H}^+ est éjecté par photo-détachement. Le temps de chute libre des atomes \bar{H} est alors mesuré.

Le schéma de principe de l'expérience GBAR est montré dans la figure 1.1. Le tableau 1.1 regroupe l'ensemble des paramètres et des efficacités des différentes étapes de l'expérience.

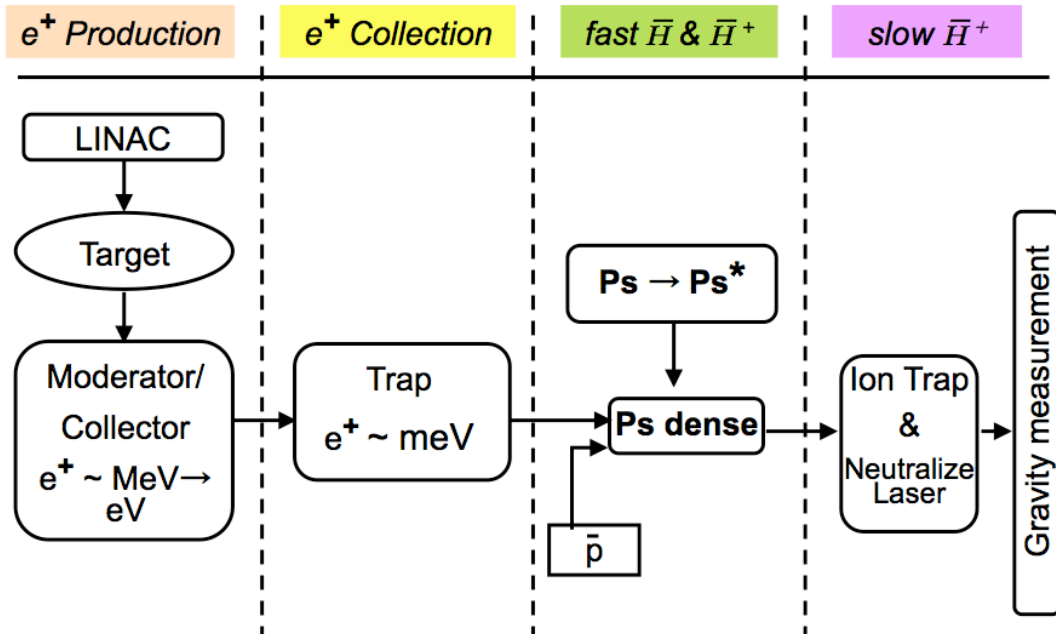


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de l'expérience GBAR.

TABLE 1.1 – Paramètres et efficacité des étapes de l'expérience GBAR.

Electrons						
Linac Frequency	Mean current	Pulse current	Pulse duration	Electrons per pulse	Electron rate	
200 Hz	0.14 mA	175 mA	4 μ s	4.4 10^{12}	8.8 10^{14} s $^{-1}$	
Positrons						
Production efficiency (at 5.5 MeV)	Transport efficiency	Moderation efficiency	Fast positrons per pulse	Fast Positron rate	Slow positron per pulse	Slow positron rate
1.5 10^{-4}	80%	10^{-3}	5.3 10^8	1.1 10^{11} s $^{-1}$	5.3 10^5	1.1 10^8 s $^{-1}$
Positron storage						
Trapping efficiency	Storage time	Stored positrons				
20 %	1200 s	2.5 10^{10}				
Positroniums						
Production efficiency	Tube volume	Positron density	Cross section gain by excitation			
35 %	10 mm 3	8.8 10^{12} cm $^{-2}$	10			
Antihydrogen						
Antiproton per 20 minutes	Production cross section of the atom	Production cross section of the ion	$\bar{\text{H}}$ per 20 minutes	$\bar{\text{H}}^+$ per 20 minutes		
10^7	10^{-15} cm 2	10^{-16} cm 2	8.8 10^4	~ 8		

1.2.3 Production de positons rapides

L'expérience GBAR nécessite une source intense de positons rapides de flux de l'ordre de $\sim 10^{10}$ e^+ /s. Plusieurs types de sources de positons ont été mises au point pour de nombreuses applications telles la formation d'antimatière [14, 15], la modélisation de processus astrophysiques [16] ou la caractérisation de matériaux [17]. La plus courante utilise une source radioactive β^+ de sodium 22 mais son activité maximum est de l'ordre de quelques GBq. Des sources basées sur des accélérateurs d'électrons de ~ 100 MeV [18] où des réacteurs nucléaires [19] ont été développées. Ces techniques sont incompatibles avec une implantation dans le hall d'expérience de l'AD. L'expérience a opté pour une source basée sur petit accélérateur linéaire (LINAC) d'électrons d'énergie cinétique de l'ordre de 10 MeV. Un prototype est installé à Saclay d'énergie $E_{e^-} = 5.5$ MeV.

La production de positons rapides est initiée par l'interaction d'un faisceau pulsé d'électrons dans une cible de tungstène. Le rayonnement de freinage des électrons dans la cible crée des paires électrons-positons. Une partie des positons sont éjectés en avant de la cible.

Les électrons issus du Linac perdent leur énergie par ionisation et en rayonnant (Bremsstrahlung ou rayonnement de freinage). Seule la perte par rayonnement est utile à la production de positons. En effet, les gammas produits peuvent être convertis en paires e^+/e^- . Les pouvoirs d'arrêt par ionisation et par rayonnement augmentent respectivement de façon logarithmique et linéaire avec l'énergie cinétique des particules. La perte d'énergie par rayonnement domine à partir de quelques MeV [20]. L'énergie critique E_{crit} , correspondant à l'énergie à laquelle les pouvoirs d'arrêt par ionisation et rayonnement sont égaux, varie en $1/Z$, où Z est le numéro atomique du matériau :

$$E_{crit} \simeq \frac{610}{Z + 1.24} \quad (1.4)$$

Elle vaut $E_{crit,W} = 8.1$ MeV pour le tungstène. Avec l'accélérateur installé à Saclay, la perte d'énergie par ionisation domine, limitant l'efficacité de production de paires. La faible énergie du faisceau de Saclay est compensée par un grand courant d'électrons, $I_{e^-} = 0.14$ mA.

Le matériau choisi pour la cible est le tungstène pour son numéro atomique élevé et son point de fusion élevé, 3695 K. Le pouvoir d'arrêt par rayonnement et la section efficace de production de paires des gammas augmentent en effet avec Z^2 . Sa haute température de fusion permet d'utiliser un courant intense d'électrons. P. Perez et A. Rosowsky ont étudié l'interaction d'un faisceau d'électrons de 10 MeV avec une cible de 50 μm d'épaisseur orientée à 3° de l'axe faisceau [21]. Ils ont simulé le taux de production de positons rapides, leur dispersion en énergie et leur distribution angulaire en sortie de la cible, mais aussi l'énergie déposée par les électrons dans la cible.

La simulation de l'interaction du faisceau d'électrons d'énergie cinétique de 5.5 MeV dans une cible de 800 μm de tungstène a été effectuée avec Geant4 [22]. La cible est perpendiculaire au faisceau. L'efficacité de production de positons sortant de la cible est de 1.9×10^{-4} . Le spectre en énergie des positons est montré dans la figure 1.2,a. La dispersion en énergie est grande de 0 à 3 MeV avec une énergie moyenne de 1 MeV. Les positons sortant en arrière de la cible ne peuvent être guidés vers la suite de l'expérience. La distribution angulaire est montrée dans la figure 1.2,b. L'angle considéré est celui entre l'impulsion et la surface de la cible. Il est négatif si le positon est émis en arrière de la cible. Trois quarts des positons émis le sont vers l'avant de la cible. L'efficacité de production de positons en aval de la cible est alors de 1.4×10^{-4} dans cette configuration.

La fréquence de répétition des tirs est de $f_{Linac} = 200$ Hz. La largeur temporelle des pulses est de $\tau_{Linac} = 4$ μs . Le courant d'électrons mesuré est de 8.8×10^{14} e^- /s produisant un flux de positons rapides en aval de la cible de 1.2×10^{11} e^+ /s. Le Linac est placé dans une enceinte pour confiner le rayonnement X et gamma produit par l'interaction des électrons avec la cible.

1.2.4 Modération des positons rapides

Les positons produits ont une énergie de l'ordre du MeV et ne peuvent donc pas être injectés comme tels dans un piège électromagnétique. Ils doivent être ralentis à une énergie de l'ordre de l'électronvolt. Pour cela, on utilise un modérateur à positons. Deux types de modérateurs existent, les modérateurs métalliques comme le tungstène [17] ou les modérateurs de gaz noble sous forme solide [23, 24]. Plus de détails sur ces deux types de modération sont donnés respectivement dans les parties 3.2.4 et 3.1. Ils permettent d'obtenir des faisceaux mono-énergétiques de positons d'énergie de ~ 3 eV. Leur efficacité de

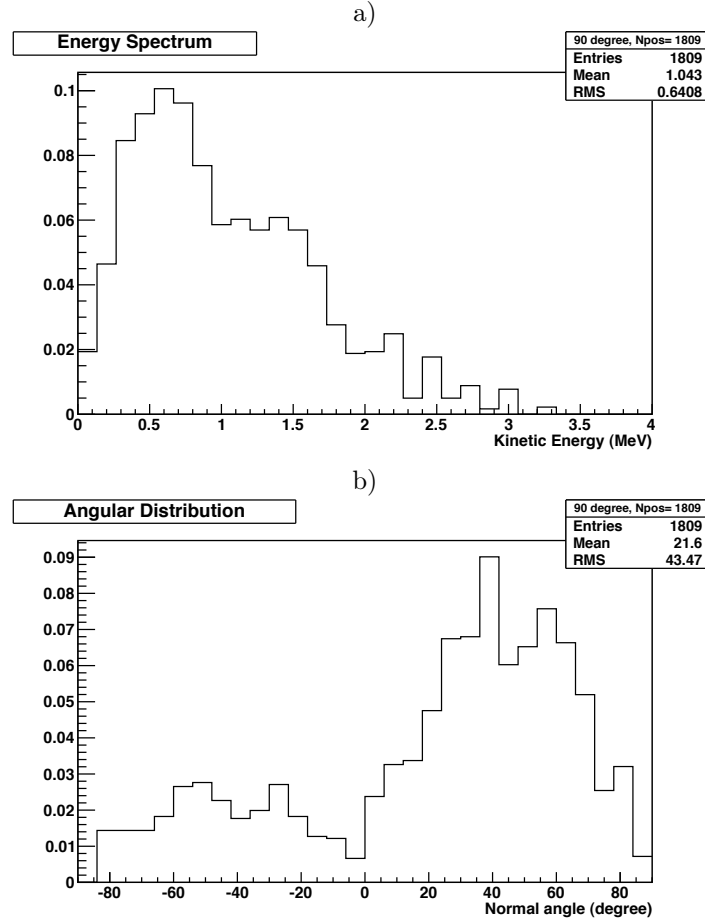


FIGURE 1.2 – a) Spectre en énergie des positons sortant de la cible de tungstène. b) Distribution angulaire des positons sortant de la cible. L'angle est celui entre l'impulsion et la surface de la cible.

modération est respectivement de l'ordre de 10^{-4} et 10^{-3} . Les modérateurs à gaz nobles ont seulement été utilisés avec des sources radioactives β^+ .

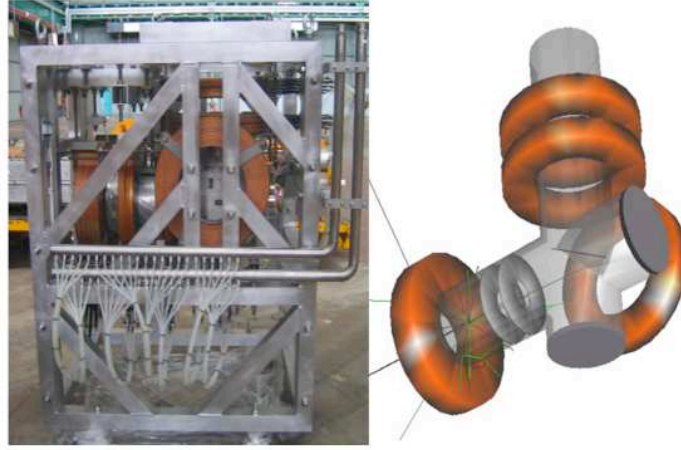
Dans un premier temps, un modérateur en grilles de tungstène fonctionnant en transmission a été mis en place en aval de la cible de tungstène. Un modérateur en néon solide est en cours de développement. Celui-ci ne peut se placer directement après la cible de tungstène. En effet, ce modérateur est un système cryogénique, la température de fusion du néon étant de ~ 13 K. L'énergie déposée par les électrons sortant de la cible est incompatible avec ce type de système. Un séparateur magnétique, nommé SOPHI¹, a été développé pour séparer le flux de positons rapides du flux d'électrons sortant de la cible. Les positons sont séparés des électrons par un dipole magnétique. Ce système permet de réduire d'un facteur 10^6 le flux d'électrons après le dipole. La figure 1.3 montre ce système magnétique. Le modérateur néon sera placé après le séparateur.

L'énergie des positons est fixée par le potentiel électrique du modérateur tungstène ou du système d'électrodes maintenant le néon solide.

Le flux de positons attendu est de l'ordre de 10^7 à 10^8 e^+/s , selon le type de modérateur utilisé. Le séparateur magnétique est aussi placé dans la casemate de confinement. Une ligne de transport magnétique de 10 mT en aval du séparateur magnétique² permet l'extraction des positons lents de la casemate. La longueur totale de la ligne jusqu'au piège est de ~ 13 mètres.

1. SOPHI pour Source de Positons de Haute Intensité

2. avec le modérateur tungstène, le séparateur fait office de ligne de transport magnétique

FIGURE 1.3 – Séparateur magnétique e^+/e^- .

1.2.5 Accumulation et stockage des positons

Les positons lents sont injectés dans un piège électromagnétique de type Penning-Malmberg où ils sont accumulés et stockés sous forme d'un plasma non neutre. Une quantité de quelques 10^{10} positons est nécessaire pour produire la cible de positroniums. La description du piège et la technique d'accumulation à l'aide d'un faisceau pulsé sont décrites dans les chapitres 3 et 5.

La longueur temporelle des pulses de positons est celle des pulses du Linac, $\tau_{Linac} = 4 \mu s$. Ils doivent préalablement être compressés en temps pour que l'accumulation soit efficace. En effet, la longueur temporelle maximale ne doit pas excéder ~ 100 ns. Pour cela, on applique un potentiel variable sur le modérateur durant l'injection des positons rapides. Plus les positons sont injectés tardivement, plus ils sont accélérés. La compression en temps est alors effective au point de convergence situé à l'entrée du piège. L'évolution du potentiel du modérateur est parabolique avec le temps et dépend de l'espace des phases initial des positons, de la distance au point de convergence et du facteur de compression temporel.

Avec une efficacité totale (transport et accumulation) de l'ordre de $\sim 80\%$, le temps d'accumulation de 2.5×10^{10} positons dure environ 5 minutes avec un flux de $10^8 e^+/s$.

1.2.6 Production de la cible de positroniums

La production de la cible d'ortho-positroniums (oPs) utilisée pour créer des ions \bar{H}^+ est initiée par l'injection d'un pulse de $\sim 10^{10}$ positons dans un convertisseur e^+/oPs . La longueur du pulse de positons doit être petite devant le temps de vie de l'état triplet ($S = 1, m = -1, 0, 1$) du positronium appelé ortho-positronium, $\tau_{oPs} = 142$ ns. Seul l'ortho-positronium est considéré, l'état singulet ($S = 0, m = 0$) appelé para-positronium (pPs) a en effet une durée de vie trop courte pour être utile $\tau_{pPs} = 250$ ps. L'éjection rapide d'un plasma de 10^{10} électrons en moins de 100 ns a été testée avec succès à RIKEN

Convertisseur e^+/oPs

Le convertisseur e^+/oPs est un matériau en oxyde de silicium poreux. Les pores sont interconnectés et ont un diamètre de l'ordre de quelques nanomètres. Une partie des positons entrant dans le convertisseur capture un électron dans les pores. Le positronium formé perd alors son énergie sur les parois des pores. Une fraction des positroniums produits diffuse dans le réseau de pores jusqu'à la surface où ils sont éjectés dans le vide. La figure 1.4 montre les différents scénarios possibles pour un positronium dans le convertisseur.

Ce type de convertisseur a été étudié conjointement sur la ligne de positons lents de l'ETH Zurich et avec le piège de positons de l'université California Riverside. Ces expériences ont mesuré l'efficacité de production d'ortho-positroniums éjectés dans le vide, ainsi que leur énergie moyenne.

Le système de l'ETH Zurich est une source continue de positons lents dont le flux est de $3.5 \times 10^5 e^+ cm^{-2}s^{-1}$ [26]. La fraction d'ortho-positronium produit dans le vide est mesurée par spectroscopie du

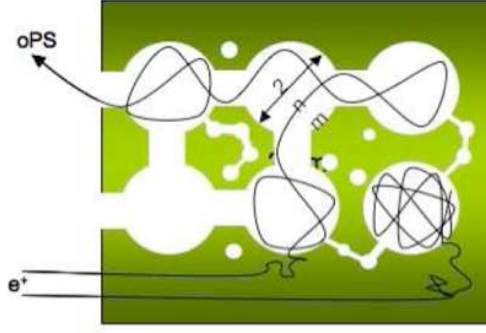


FIGURE 1.4 – Schéma de principe de la production d'ortho-positroniums dans le convertisseur e^+ /oPs. Schéma issu de [25].

temps d'annihilation des positons PALS (Positron Annihilation Lifetime Spectroscopy). Cette technique mesure la différence de temps entre l'injection des positons dans le convertisseur et le temps de détection des gammas issus de l'annihilation des positroniums. Le rapport du nombre d'ortho-positronium éjectés dans le vide sur le nombre de positons injectés décroît avec l'énergie cinétique des positons injectés dans le convertisseur, comme le montre la figure 1.5. Cette efficacité Y_v est de plus de 30% pour des énergies d'implantation inférieures à 3 kV [27, 28].

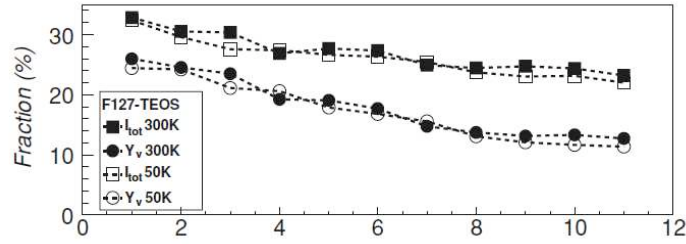


FIGURE 1.5 – Efficacité de production d'ortho-positroniums dans le vide Y_v en fonction de l'énergie d'implantation des positons [28].

De plus, l'énergie longitudinale, c'est-à-dire normale à la surface du convertisseur, des ortho-positroniums émis dans le vide est déduite en mesurant leur temps de vol depuis le convertisseur (*Time Of Flight technique*). Cette énergie dépend aussi de l'énergie d'implantation des positons [28]. Elle est de ~ 1 eV à 1 keV et décroît à ~ 50 mV pour des énergies supérieures à 5 kV comme le montre la figure 1.6.

Le système de l'université California Riverside est une source pulsée de positons utilisant un piège de Penning-Malmberg [29]. Les positons sont tout d'abord accumulés dans le piège puis éjectés en un seul pulse. Le flux de positons est alors de $5.6 \times 10^{16} e^+ cm^{-2}s^{-1}$. L'efficacité de production d'ortho-positroniums dans le vide a été mesurée en fonction de l'énergie d'implantation des positons en utilisant la méthode SSPALS (Single-Shot Positron Annihilation Lifetime) [30]. Le pulse gamma issu de l'annihilation des positons et de la désintégration des positroniums formés est directement mesurée à l'aide d'un scintillateur. Les mesures effectuées donnent des efficacités similaires de l'ordre de 30% en dessous de 3 kV, malgré un flux de positons de onze ordres de grandeur au dessus du celui de la source de l'ETH Zurich [31].

L'énergie transverse, c'est-à-dire parallèle à la surface du convertisseur, des ortho-positroniums émis dans le vide a été déterminée par mesure de l'élargissement Doppler de la transition $^{13}S-^{23}P$ de l'oPs, ceci pour différentes énergies d'implantation. Cette énergie d'émission est de ~ 1 eV pour 1 keV et décroît à ~ 50 meV pour des énergies supérieures à 3 kV. Les résultats sont présentés dans la figure 1.7.

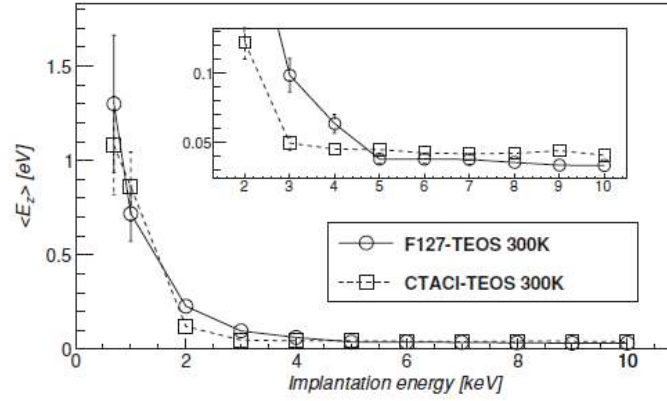


FIGURE 1.6 – Energie cinétique normale à la surface du convertisseur des oPs émis dans le vide en fonction de l'énergie d'implantation des positons [28].

Cible de positroniums

Une cible de positroniums de densité de l'ordre de 10^{12} cm^{-2} est nécessaire pour la production d'ions $\bar{\text{H}}^+$. Compte-tenu de l'efficacité de production d'ortho-positroniums dans le vide, $\sim 30\%$, L'expérience nécessite un pulse de l'ordre de 2.5×10^{10} positons dans un convertisseur de géométrie cylindrique de section de 1 mm^2 . La faible énergie des oPs permet de garder une haute densité de la cible, le convertisseur réfléchissant la majorité des oPs émis.

1.2.7 Production des ions $\bar{\text{H}}^+$

La production des ions $\bar{\text{H}}^+$ est initiée par l'injection d'un pulse d'antiprotons dans la cible de positronium, via les deux réactions successives 1.2 et 1.3. Un schéma de principe est présenté dans la figure 1.8.

La section efficace de la première réaction a été mesurée avec sa réaction équivalente $p + \text{Ps} \rightarrow \text{H} + e^-$ pour des énergies de l'ordre de 10 keV pour le proton. Elle est estimée pour des énergies inférieures [32]. Elle est de l'ordre de 10^{-15} cm^2 avec une grande variation avec l'énergie. La section efficace de la seconde réaction n'a pas été mesurée mais estimée pour sa réaction équivalente $\text{H} + \text{Ps} \rightarrow \text{H}^- + e^+$. Elle est de l'ordre de 10^{-16} cm^2 [33]. Les sections efficaces des deux réactions sont représentées respectivement dans les figures 1.9 et 1.10. La section efficace de la seconde réaction ne peut se produire que pour des atomes $\bar{\text{H}}$ d'énergies supérieures à 6 keV pour des Ps à l'état fondamental. Cette section efficace augmente si le positronium est dans un état excité. Si $n = 3$, son énergie de liaison de 0.75 eV est équivalente à celle de l'ion $\bar{\text{H}}^+$, la section efficace est alors fortement augmentée. Ce type d'effet a été calculé pour des positroniums dans l'état $n = 2$ [34].

L'optimisation du processus est en cours, incluant le calcul théorique des sections efficaces avec des positroniums excités, la fraction de Ps à exciter ainsi que la meilleure énergie cinétique des antiprotons incidents. La première estimation donne un gain d'un facteur 80 sur la seconde section efficace avec des Ps excités dans l'état $n = 3$. La production de 10 ions $\bar{\text{H}}^+$ peut être effectuée avec un pulse de 10^7 antiprotons dans une cible de Ps de densité de 10^{12} cm^{-2} .

L'extension de l'AD appelée ELENA pour *Extra Low Energy Antiproton Ring* délivrera un pulse de l'ordre de 10^7 antiprotons toutes les ~ 100 s. Leur énergie sera de l'ordre de 100 keV et la largeur temporelle du pulse de 300 ns. Ces antiparticules seront directement décélérées et le pulse sera compressé temporellement avant d'être injecté dans la cible de positroniums. L'énergie cinétique des \bar{p} devra être de l'ordre de quelques keV. Les ions $\bar{\text{H}}^+$ produits ont la même énergie que les antiprotons incidents en première approximation.

La géométrie du convertisseur est en cours d'étude pour prendre en compte les différentes contraintes mécaniques et électromagnétiques. En effet, le convertisseur doit se situer en aval du piège de positons dans une ligne de transport magnétique pour guider les ions $\bar{\text{H}}^+$ produits vers le piège de Paul où ils seront refroidis. De plus, un fort champ magnétique assure un petit diamètre pour le plasma de positons

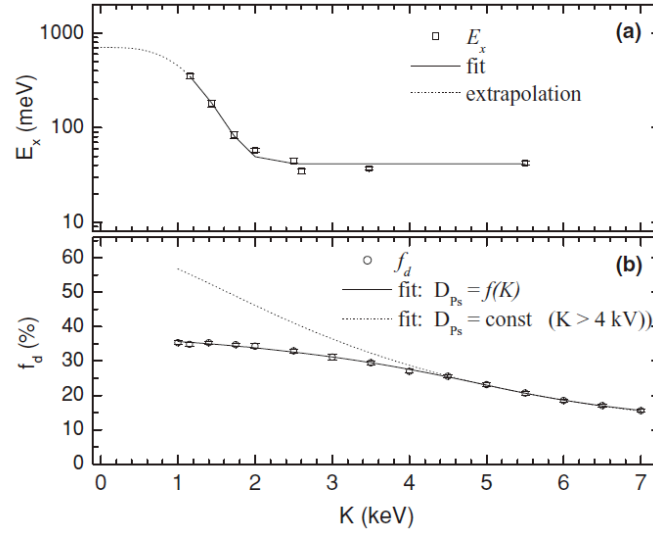


FIGURE 1.7 – Haut : Energie cinétique parallèle à la surface du convertisseur des oPs émis dans le vide en fonction de l'énergie d'implantation des positons. Bas : Efficacité de production d'ortho-positroniums dans le vide f_d en fonction de l'énergie d'implantation des positons [31].

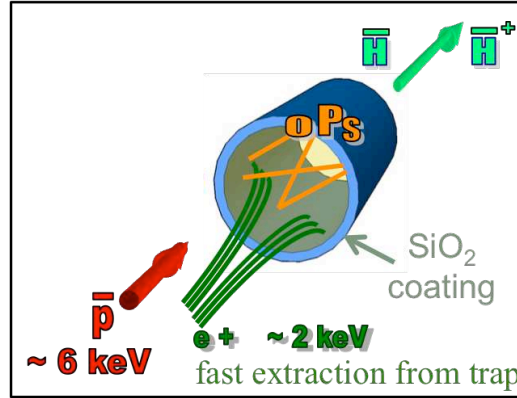


FIGURE 1.8 – Schéma de principe de l'injection des antiprotons dans la cible de positroniums.

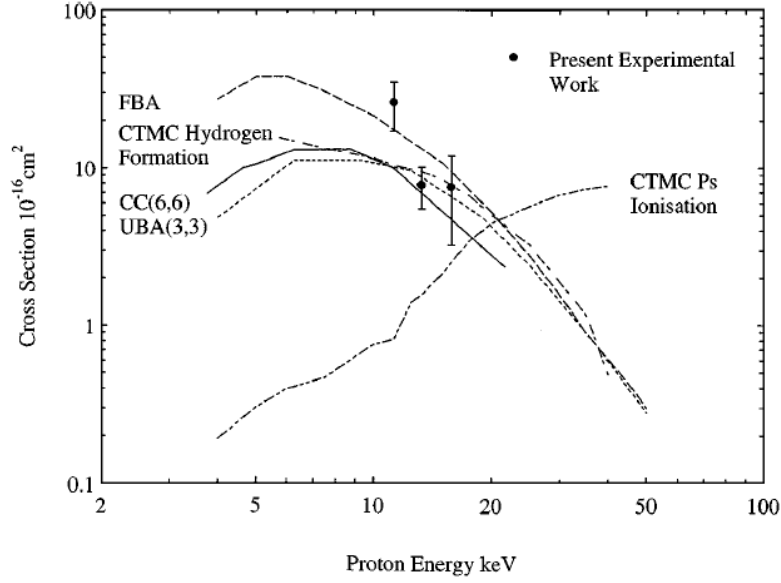
éjecté dans le convertisseur cylindrique. Cependant le champ magnétique entraîne un mélange des états de spins du positronium de nombre quantique magnétique $m = 0$. Ceci aboutit à une réduction du temps de vie de l'ortho-positronium et une augmentation de celui du singulet [35]. Les états $m = \pm 1$ du triplet ne sont pas influencés par le champ. L'expression du temps de vie de l'ortho-positronium dans un champ magnétique B s'exprime en [36] :

$$1/\tau'_{oPs} = \frac{1/\tau_{oPs} + y^2/\tau_{pPs}}{1 + y^2} \quad (1.5)$$

$$y = \frac{\sqrt{1 + x^2}}{x} \quad (1.6)$$

$$x = \frac{4\mu_B B}{\Delta W} \quad (1.7)$$

où μ_B et $\Delta W = 0.842 \text{ MeV}$ sont respectivement le magneton de Bohr et l'énergie de séparation des états singulet et triplet du Ps à l'état fondamental. La figure 1.11 représente le temps de vie de l'ortho-positronium de nombre quantique magnétique $m = 0$ en fonction du champ magnétique. Dans un champ magnétique de 1 Tesla, le temps de vie de l'ortho-positronium avec $m = 0$ chute à 6.6 ns.

FIGURE 1.9 – Section efficace de la réaction $p + \text{Ps} \rightarrow \text{H} + e^-$ [32].

1.2.8 Refroidissement des ions $\bar{\text{H}}^+$

Une fois les ions $\bar{\text{H}}^+$ produits, ils sont guidés vers un piège de Paul via une ligne de transport magnétique. Leur énergie cinétique est de l'ordre de quelques keV. Ils ne peuvent donc pas être piégés directement dans le piège. En effet, la profondeur du puits du piège de Paul est de 1 eV. Le processus de décélération est à l'étude.

Dans le piège de Paul, les ions $\bar{\text{H}}^+$ sont refroidis par refroidissement sympathique avec des ions beryllium Be^+ , eux-mêmes refroidis par laser. Le refroidissement de tels ions à des températures inférieures à $10 \mu\text{K}$ a été démontré [37]. Le refroidissement des ions $\bar{\text{H}}^+$ doit être démontré. Dans ce type de piège, les ions sont localisés sur des distances de quelques dizaines de micromètres.

1.2.9 Photo-détachement du positon excédentaire et mesure finale

Pour des raisons pratiques, notamment la taille des détecteurs $\sim 4\pi$ de l'annihilation de l'atome d'anti-hydrogène, la chute de l'anti-atome doit être de l'ordre de quelques dizaines de centimètres en une centaines de millisecondes si l'égalité $g = \bar{g}$ est assumée.

Le photo-détachement du positon excédentaire de l'ion $\bar{\text{H}}^+$ permet d'obtenir un anti-atome $\bar{\text{H}}$. Celui-ci n'est alors soumis qu'au champ gravitationnel de la terre. Il "tombe" alors en chute libre. L'affinité électronique de l'ion H^- est de 755 meV, le seuil de ce processus correspond à une longueur d'onde de $1.6 \mu\text{m}$ [38].

Le photo-détachement doit être effectué au niveau du seuil pour limiter le recul du $\bar{\text{H}}$ dû à l'absorption du photon. La vitesse de recul est de $\sim 0.2 \text{ m/s}$. Le photo-détachement se fait dans la direction horizontale pour que le recul soit dans une direction orthogonale à la gravité. la chute libre est alors indifférente à ce recul. Un second recul de l'ion est dû à l'éjection du positon excédentaire. Le positon est en effet éjecté avec une énergie cinétique égale à l'énergie du photon moins l'affinité électronique. Un photon d'énergie inférieure à $10 \mu\text{eV}$ au dessus du seuil est considéré pour le photo-détachement. La vitesse du second recul est alors inférieure à 1 m/s . La polarisation de la lumière laser favorise l'éjection du positon dans le plan horizontal [11].

La section efficace du photo-détachement σ au seuil varie en $\Delta E^{3/2}$ [38] :

$$\sigma \simeq 3.8 \times 10^{-16} \Delta E^{3/2} \text{ cm}^2 \quad (1.8)$$

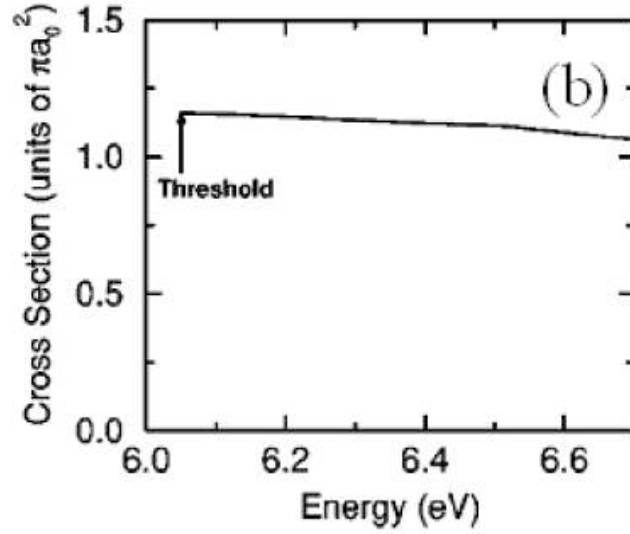


FIGURE 1.10 – Section efficace de la réaction $H + Ps \rightarrow H^- + e^+$ en fonction de l'énergie du Ps dans le centre de masse de la réaction [33]. Dans le repère du laboratoire le seuil correspond à une énergie cinétique de 6 keV pour l'hydrogène.

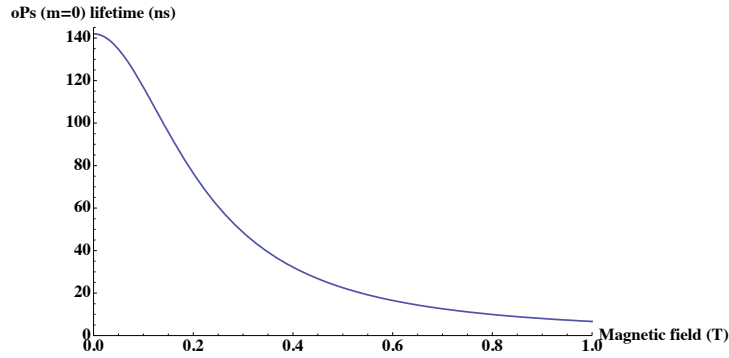


FIGURE 1.11 – Temps de vie de l'ortho-positronium de nombre quantique magnétique $m = 0$ en fonction du champ magnétique.

où ΔE est la différence d'énergie entre celle du photon et l'affinité électronique de l'ion \bar{H}^+ . Pour un photon à $10 \mu\text{eV}$ du seuil, la section efficace est de $\sigma \simeq 10^{-23} \text{ cm}^{-2}$. Le taux de photo-détachement est alors de 100 s^{-1} par ions avec un laser de 1 W focalisé sur une surface de $100 \mu\text{m}^2$. Le temps du tir laser entraîne une incertitude sur le temps de départ de la chute libre. Cette incertitude est statistiquement insignifiante.

Détection

L'anti-atome \bar{H} est en chute libre jusqu'à la paroi plane de la chambre à vide où il s'annihile. Elle est située à une distance h de la région où sont piégés les ions \bar{H}^+ . La détection des produits de l'annihilation du \bar{H} permet de déterminer le temps de chute libre de l'anti-atome τ .

Le positon s'annihile en deux photons de 511 keV émis à 180° l'un de l'autre. L'antiproton s'annihile en pions [39]. Un détecteur $\sim 4\pi$ est à l'étude pour visualiser les pions chargés et les gammas issus de l'annihilation du positon et des pions neutres. De plus, la détection de l'annihilation du positon excédentaire donnera le temps de départ de la chute du \bar{H} . Cette détection et la mesure de la position du vertex d'annihilation du \bar{H} permettront de déconvoluer la vitesse initiale de l'anti-atome de son recul.

Mesure et erreurs systématiques

La mesure de \bar{g} est donnée par :

$$\bar{g} = \frac{2}{\tau^2} (h + v_z \tau) \quad (1.9)$$

où v_z est la vitesse initiale suivant la direction verticale, i.e. celle de la force gravitationnelle. Si cette vitesse est nulle, le temps de chute libre est de 0.143 s pour une hauteur $h = 10$ cm.

L'incertitude sur la distance h de chute est due aux incertitudes sur la position initiale verticale σ_{r_z} du $\bar{\text{H}}$ et sur la position de la paroi δ_h où il s'annihile. En considérant une distribution gaussienne de la position initiale des $\bar{\text{H}}$ dans le piège de Paul, l'incertitude moyennée sur le nombre N d'anti-hydrogène s'exprime en $\delta_{r_z} = \sigma_{r_z}/\sqrt{N}$. De même, en considérant une distribution gaussienne de la vitesse initiale verticale $\sigma_{v_z} = \sqrt{k_B T/m}$, l'incertitude moyennée est alors $\delta_{v_z} = \sigma_{v_z}/\sqrt{N}$. Si l'incertitude sur le temps de chute libre τ est négligée et que les incertitudes ne sont pas corrélées, l'erreur sur la mesure de \bar{g} s'exprime alors en :

$$\delta \bar{g} = \sqrt{\left(\frac{2}{\tau^2} \delta_{r_z}\right)^2 + \left(\frac{2}{\tau} \delta_{v_z}\right)^2} \quad (1.10)$$

Le tableau 1.2 donnent les valeurs de l'erreur relative $\delta \bar{g}/\bar{g}$ pour $T = 10 \mu\text{K}$, et $\sigma_{r_z} = 100 \mu\text{m}$ et différents nombres de mesures N .

TABLE 1.2 – Erreur relative sur la mesure de la constante gravitationnelle entre matière et antimatière pour différents nombres de mesures.

N	$\delta \bar{g}/\bar{g}$
10^3	1.3×10^{-2}
10^4	4.1×10^{-3}
10^5	1.3×10^{-3}

Avec 10^4 événements, la mesure de \bar{g} est estimée meilleure que 1%.

1.2.10 Perspectives

L'expérience GBAR fournira des atomes $\bar{\text{H}}$ ultra froids. Cette source pourra être utilisée pour mesurer les niveaux gravitationnels des $\bar{\text{H}}$ à l'aide de techniques développées pour les neutrons ultra-froids [40,41]. Ces mesures pourront augmenter de manière sensible la précision de \bar{g} .

Chapitre 2

Piège de Penning-Malmberg

Les pièges de Penning-Malmberg sont couramment utilisés pour stocker et manipuler des plasmas non neutres, c'est-à-dire constitués d'une seule espèce de particules chargées (électrons, positons, antiprotons ou ions). Ce type de piège présente une symétrie cylindrique et confine les particules chargées à l'aide d'un champ électromagnétique. Un champ magnétique uniforme parallèle à l'axe de symétrie confine radialement les particules et un champ électrostatique les confine longitudinalement.

La géométrie d'un piège de Penning-Malmberg est représentée dans la figure 2.1. Il est composé d'un jeu de trois électrodes cylindriques. Pour le confinement de particules de charge positive, l'électrode centrale est mise à la masse et les deux électrodes à chaque extrémité sont biaisées positivement. Cet appareillage a été développé par J. M. Malmberg [42] à partir du piège de Penning où les électrodes ont une géométrie hyperbolique de révolution comme le montre la figure 2.2. Ce type de piège a été conçu initialement pour stocker de faibles quantités de particules chargées par Hans Georg Dehmelt¹ [43], qui lui donna le nom de piège de Penning, d'après F. M. Penning qui en a eu l'idée en 1936.

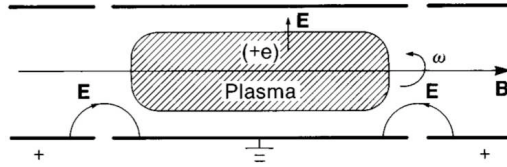


FIGURE 2.1 – Schéma du piège de Penning-Malmberg.

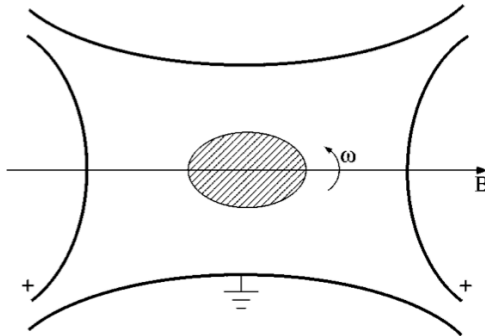


FIGURE 2.2 – Schéma du piège de Penning.

1. Hans Georg Dehmelt et Wolfgang Paul ont reçu le prix Nobel de physique de 1989 "pour le développement de techniques d'accumulation d'ions dans des pièges".

Des pièges de Penning-Malmberg dotés de nombreuses électrodes annulaires ont été développés pour stocker des quantités d'électrons de l'ordre de 10^{10} e^- sous forme de plasmas non neutres. Ce type de piège est nommé *Multi Ring Trap* (MRT) au Japon. Dans ce type de piège, le système d'électrodes produit un puits de potentiel parabolique où est confiné le plasma, permettant de minimiser les effets de la charge-espace du plasma, et ainsi d'augmenter la durée de confinement [44, 45]. Le plasma a la particularité d'être sous la forme d'un ellipsoïde allongé le long de l'axe magnétique.

Les plasmas non neutres dans ces systèmes sont à l'équilibre thermique. Le confinement entraîne un mouvement de rotation du plasma suivant l'axe magnétique. Le modèle théorique du confinement de plasmas non neutres est présenté dans la partie suivante.

2.1 Theorie des plasmas non neutres

Une revue complète de la théorie des plasmas non neutres est présentée dans le livre de R. C. Davidson [46]. L'article de Dubin et O'Neil [47] donne aussi une analyse exhaustive de cette théorie. Un plasma non neutre est décrit par plusieurs paramètres regroupés dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Principaux paramètres d'un plasma non neutre

Paramètre	symbole	formule	unité
densité	n		m^{-3}
température	T		K
charge	e		C
masse	m		kg
longueur de Debye	λ_D	$\sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{e^2 n}}$	m
pulsation cyclotron	ω_c	$\frac{eB}{m}$	rad.s $^{-1}$
pulsation plasma	ω_p	$\sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}}$	rad.s $^{-1}$

2.1.1 Définition

On considère une distribution de particules chargées de charge e . Cette distribution est définie par sa densité de particules n et sa température T . La distribution est un plasma non neutre si sa longueur de Debye λ_D est négligeable devant ses dimensions. La longueur de Debye est la longueur caractéristique de l'écrantage du potentiel électrique d'une particule dans un plasma. En effet, le potentiel électrique d'une particule de charge e dans un plasma a pour expression [48] :

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r} e^{-r/\lambda_D} \quad (2.1)$$

si $r \ll \lambda_D$, l'expression du potentiel est celle du potentiel de la particule dans le vide. Pour $r \gg \lambda_D$, le potentiel devient négligeable, on parle alors d'écrantage. Ce phénomène est commun aux plasmas neutres. A l'instar des plasmas neutres, un plasma non neutre exhibe de nombreux comportements collectifs, notamment dans son mouvement (oscillations plasma) [49].

2.1.2 Modèles théoriques des plasmas non neutres

Plusieurs approches existent pour décrire le comportement d'un plasma non neutre. La description cinétique permet l'étude de l'équilibre et de propriétés de tels plasmas. Dans ce modèle, les évolutions de la fonction de distribution du plasma $f(\vec{x}, \vec{p}, t)$, du champ électrique $\vec{E}(\vec{x}, t)$ et du champ magnétique

$\vec{B}(\vec{x}, t)$ sont régies par le couplage de l'équation de Vlasov (equ. 2.3) avec celles de Maxwell (equ. 2.4, 2.5, 2.6, 2.7).

$$f(\vec{x}, \vec{p}, t) d^3x d^3p \quad \text{est le nombre probable de particules situées au point} \\ (\vec{x}, \vec{p}) \quad \text{dans le volume } d^3x d^3p \\ \text{de l'espace des phases au temps } t \quad (2.2)$$

On considère un plasma composé de particules de masse m et de charge e . La fonction de distribution du plasma évolue selon l'équation de Vlasov :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{x}} + e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \wedge \vec{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right] f(\vec{x}, \vec{p}, t) = 0 \quad (2.3)$$

où $\vec{v} = \frac{\vec{p}}{\gamma m}$ et $\gamma = \left[1 - \left(\frac{v(t)}{c} \right)^2 \right]^{-1/2}$. Les expressions du champ électrique $\vec{E}(\vec{x}, t)$ et du champ magnétique $\vec{B}(\vec{x}, t)$ sont déterminées par les équations de Maxwell :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \quad (2.4)$$

$$\nabla \wedge \vec{B} = e \int d^3p \vec{v} f(\vec{x}, \vec{p}, t) + \vec{J}_{ext} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} \int d^3p f(\vec{x}, \vec{p}, t) + \frac{\rho_{ext}}{\epsilon_0} \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

où \vec{J}_{ext} et ρ_{ext} sont respectivement la densité de courant et la charge volumique extérieure au plasma.

Les effets collectifs et les interactions discrètes entre particules (telles les collisions) jouent un rôle important dans l'évolution du plasma non neutre. La théorie fondée sur les équations de Klimontovich-Maxwell [50] offre une description classique complète du comportement du plasma. C'est une approche discrète, la fonction de distribution est remplacée par la densité microscopique :

$$N(\vec{x}, \vec{p}, t) = \sum_{k=1}^{\bar{N}} \delta[\vec{x} - \vec{x}_k(t)] \delta[\vec{p} - \vec{p}_k(t)] \quad (2.8)$$

où \bar{N} est le nombre exact de particules dans le plasma, $\vec{x}_k(t)$ et $\vec{p}_k(t)$ sont respectivement la position et l'impulsion de la k -ième particule. On se place dans l'approximation où le champ magnétique total $B(\vec{x}, t)$ est dominé par le champ magnétique extérieur. Cette approximation est vérifiée dans le cas du piège de Penning-Malmberg où règne un champ uniforme de 5 Teslas. La position et l'impulsion de chaque particule sont déterminées par les équations du mouvement :

$$\frac{d}{dt} \vec{x}_k(t) = \vec{v}_k(t) \quad (2.9)$$

$$\frac{d}{dt} \vec{p}_k(t) = e \left[E^M(\vec{x}, t) + \frac{\vec{v}_k(t) \wedge B}{c} \right] \quad (2.10)$$

où $E^M(\vec{x}, t)$ est le champ électrique microscopique. Celui-ci, évalué à la position $\vec{x} = \vec{x}_k$, se calcule en négligeant la contribution de la k -ième particule. Des équations du mouvement de chaque particule, on déduit l'évolution dans l'espace des phases de la densité microscopique :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{x}} + e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \wedge \vec{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right] N(\vec{x}, \vec{p}, t) = 0 \quad (2.11)$$

Ainsi la densité microscopique vérifie de manière exacte l'équation de Vlasov au sens des distributions.

La moyenne statistique de la densité microscopique $\langle N(\vec{x}, \vec{p}, t) \rangle$ et du champ électrique microscopique $\langle E^M(\vec{x}, t) \rangle$ s'identifient respectivement à la fonction de distribution $f(\vec{x}, \vec{p}, t)$ et au champ électrique $E(\vec{x}, t)$.

2.1.3 Plasma à l'équilibre

Le but de cette partie est l'étude de l'équilibre des plasmas non neutres dans différentes configurations électromagnétiques. Les coordonnées cylindriques sont utilisées.

Equilibre thermique, notion de rotor rigide

On s'intéresse à un plasma de positons froids axisymétrique infini confiné radialement par un champ magnétique uniforme dirigé selon l'axe $\vec{B} = B\vec{e}_z$. Un équilibre se crée entre l'effet du champ magnétique et du champ électrique radial généré par la charge d'espace du plasma, $E_r(r) = -\partial\phi(r)/\partial r$.

La fonction de distribution à l'équilibre peut s'écrire :

$$f_0(r, \vec{p}) = f_0(E_{tot}, P_\theta, \vec{p}_z) \quad (2.12)$$

où les constantes E_{tot} et P_θ sont respectivement l'énergie totale et le moment angulaire pour une particule donnée :

$$E_{tot} = \frac{1}{2m} (p_r^2 + p_\theta^2 + p_z^2) + e\phi(r) \quad (2.13)$$

$$P_\theta = r(p_\theta + m r \omega_c / 2) \quad (2.14)$$

$\omega_c = \frac{eB}{mc}$ est la pulsation cyclotron.

L'équation de Poisson donne l'expression du potentiel produit par le plasma :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \phi(r) \right] = -\frac{e}{\epsilon_0} \int dp^3 f_0(E_{tot}, P_\theta, \vec{p}_z) \quad (2.15)$$

Il existe différentes classes d'équilibre. On ne s'intéressera qu'à la classe d'équilibre où la fonction de distribution dépend de l'énergie totale et du moment angulaire sous la forme linéaire $E_{tot} - \omega_r P_\theta$ où ω_r est une constante

$$f_0(E_{tot} - \omega_r P_\theta, \vec{p}_z) \quad (2.16)$$

Dans ce cas, on trouve que la vitesse orthoradiale moyenne s'exprime simplement en :

$$v_\theta(r) = \omega_r r \quad (2.17)$$

Ce type d'équilibre $f_0(E_{tot} - P_\theta, \vec{p}_z)$ correspond à une rotation rigide du plasma, de vitesse angulaire ω_r constante autour de l'axe de symétrie. En effet, la charge d'espace créée par un plasma non neutre dans un piège de type Penning-Malmberg produit un champ électrique radial et entraîne une rotation du plasma autour de l'axe magnétique [51].

L'expression de la fonction de distribution dans cet équilibre thermique est :

$$f_0(r, \vec{p}) = \frac{\hat{n}}{(2\pi m k_B T_e)^{3/2}} \exp \left[-\frac{E_{tot} - \omega_r P_\theta}{k_B T_e} \right] \quad (2.18)$$

où T_e est la température des particules du plasma. L'intégration sur l'impulsion donne le profil de densité du plasma n_0 :

$$n_0(r) = \hat{n} \exp \left[-\frac{e\psi(r)}{k_B T_e} \right] \quad (2.19)$$

$$\psi(r) = \frac{m}{2} r^2 (\omega_r \omega_c - \omega_r^2) + e\phi^a(r) + e\phi^s(r). \quad (2.20)$$

où $\phi^a(r)$ est le potentiel électrique généré par le piège et $\phi^s(r)$ le potentiel créé par le plasma. \hat{n} peut être interprétée comme la densité sur l'axe. Le potentiel $\phi^r(r)$ correspond au potentiel du piège dans le repère tournant de pulsation ω_r :

$$\phi^r(r) = \frac{m}{2e} r^2 (\omega_r \omega_c - \omega_r^2) + \phi^a(r) \quad (2.21)$$

Equilibre cinétique dans un piège de Penning

On s'intéresse maintenant à l'étude de l'équilibre cinétique d'un plasma froid de positons dans un piège de type Penning-Malmberg. Le plasma est confiné radialement par un champ magnétique uniforme B dirigé selon l'axe de symétrie \vec{e}_z et axialement par un potentiel électrique parabolique $\phi^a(r, z)$ généré par un jeu d'électrodes annulaires de rayon R . L'expression de ce potentiel est :

$$\phi^a(r, z) = \frac{m\omega_z^2}{4e} (2z^2 - r^2) \quad (2.22)$$

où ω_z est la pulsation harmonique de ce puits de potentiel. Elle correspond à la pulsation du mouvement sinusoïdal le long de l'axe \vec{e}_z d'un positon dans le puits parabolique.

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2e\Delta V}{mL^2}} \quad (2.23)$$

où ΔV et L sont respectivement la profondeur du puits parabolique et la demi-longueur du puits.

On se place dans l'équilibre thermique du rotor rigide (equ. 2.18). Le potentiel électrique dépend maintenant de z , l'expression du profil de densité est alors

$$n_0(r, z) = \hat{n} \exp \left[-\frac{1}{k_B T_e} \left[\frac{mr^2}{2} (\omega_r \omega_c - \omega_r^2) + e\phi^T(r, z) \right] \right] \quad (2.24)$$

où $\phi^T(r, z)$ est le potentiel total. Ce potentiel est divisé en deux contributions, le potentiel généré par les électrodes $\phi^a(r, z)$ et le potentiel créé par le plasma $\phi^s(r, z)$. Le potentiel est fixé à zéro à l'origine $\phi^T(0, 0) = 0$. \hat{n} correspond alors à la densité à l'origine.

$$\phi^T(r, z) = \phi^a(r, z) + \phi^s(r, z) \quad (2.25)$$

L'équation de Poisson s'exprime pour ces deux potentiels selon :

$$\Delta \phi^a(r, z) = 0 \quad (2.26)$$

$$\Delta \phi^s(r, z) = -\frac{e}{\epsilon_0} n_0(r, z) \quad (2.27)$$

On se place dans l'approximation des faibles longueurs de Debye (ou à très basse température). Le plasma est alors dans une région bien définie, nommée plasmöide. Comme $T \rightarrow 0$, l'expression du profil de densité (equ. 2.24) donne :

$$e\phi^T(r, z) + \frac{mr^2}{2} (\omega_r \omega_c - \omega_r^2) \rightarrow 0 \quad (2.28)$$

dans le plasmöide. Le potentiel total à l'intérieur est donc indépendant de z . L'expression du potentiel créé par la charge d'espace dans le plasmöide est déduite du potentiel total connaissant le potentiel extérieur (equ. 2.22) :

$$\phi^s(r, z) = \frac{m}{2e} \left[\frac{1}{2} \omega_z^2 - \omega_c \omega_r + \omega_r^2 \right] r^2 - \frac{m}{2e} \omega_z^2 z^2 \quad (2.29)$$

Dans le plasmöide, la densité est alors uniforme $n_0(r, z) \simeq \hat{n}$. La résolution de l'équation de Poisson (equ. 2.27) donne l'égalité suivante :

$$\omega_r^2 - \omega_r \omega_c + \frac{1}{2} \omega_p^2 = 0 \text{ avec } \omega_p^2 = \frac{e^2 \hat{n}}{m\epsilon_0} \quad (2.30)$$

où ω_p est la pulsation plasma. Cette équation admet des solutions si :

$$\omega_p < \omega_c / \sqrt{2} \quad (2.31)$$

Cette inégalité détermine la densité absolue que peut avoir le plasma, appelée densité de Brillouin [52] :

$$n_b = \frac{\epsilon_0 B^2}{2m} \quad (2.32)$$

La densité de Brillouin vaut $1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ pour un champ magnétique de 5 Teslas.

De plus, le champ électrique radial du piège dans le repère tournant doit être négatif pour assurer le confinement du plasma [47] ce qui implique que :

$$\omega_z^2 < 2\omega_r (\omega_c - \omega_r) \quad (= \omega_p^2) \quad (2.33)$$

Deux solutions sont possibles pour ω_r . L'expression des deux pulsations de rotation rigide possible $\omega_{r,\pm}$ sont déduites de la résolution de l'équation 2.30 :

$$\omega_{r,\pm} = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2 - \frac{\omega_p^2}{2}} \quad (2.34)$$

La figure 2.3 représente la relation entre la pulsation de rotation rigide et la pulsation plasma. Les solution $\omega_{r,-}$ et $\omega_{r,+}$ correspondent respectivement à la partie basse et la partie haute de la parabole. En pratique, la pulsation cyclotron est très grande devant la pulsation plasma $\omega_p/\omega_c \ll 1$, la rotation rigide est déterminée par $\omega_{r,-}$ appelée pulsation de dérive $E \times B$ (nommée ω_E) :

$$\omega_{r,-} = \omega_E = \frac{\omega_p^2}{2\omega_c} \quad (2.35)$$

La pulsation de rotation du plasma est corrélée à la densité du plasma.

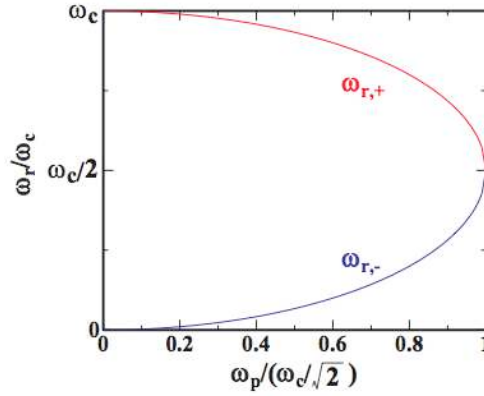


FIGURE 2.3 – Pulsation de rotation du plasma en fonction de la pulsation plasma et de la pulsation cyclotron.

Expression du potentiel plasma et forme du plasma

L'expression du potentiel propre dans le plasmöide est alors :

$$\phi^s(r, z) = -\frac{m}{4e} (\omega_p^2 - \omega_z^2) r^2 - \frac{m}{2e} \omega_z^2 z^2 \quad (2.36)$$

Or l'expression analytique du potentiel créé par une distribution ellipsoïdale uniformément chargée, de densité de charge \hat{n} , de petit axe $2r_p$ et de grand axe $2z_p$ dans la région à l'intérieur de l'ellipsoïde est [53, 54] :

$$\phi^{ellip}(r, z) = -\frac{m\omega_p^2}{4} (\beta r^2 + 2(1 - \beta)z^2) \quad , \quad r^2/r_p^2 + z^2/z_p^2 < 1 \quad (2.37)$$

où la constante β vaut dans le cas d'un ellipsoïde allongé ($z_p > r_p$) :

$$\beta = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 - 1} - \frac{\alpha}{2(\alpha^2 - 1)^{3/2}} \ln \left| \frac{\alpha + (\alpha^2 - 1)^{1/2}}{\alpha - (\alpha^2 - 1)^{1/2}} \right| \quad (2.38)$$

$$\alpha = \frac{z_p}{r_p} \quad (2.39)$$

où α est appelé *aspect ratio*. En comparant les expressions des potentiels ϕ^s (equ. 2.36) et ϕ^{ellip} (equ. 2.37), on déduit que la forme de la distribution est ellipsoïdale et que :

$$\beta = 1 - \frac{\omega_z^2}{\omega_p^2} \quad (2.40)$$

Cette équation relie la densité n (contenue dans ω_p) avec les dimensions du plasma (α , r_p) et les paramètres connus du piège (ω_z).

Expression du potentiel électrique dans le plasma

Le potentiel total dans le plasma est déduit des expressions du potentiel du plasma ϕ^s (equ. 2.36) et du potentiel des électrodes ϕ^a (equ. 2.22) :

$$\phi^T(r) = -\frac{m}{4e}\omega_p^2 r^2 \quad (2.41)$$

Les composantes axiales des deux potentiels ϕ^s et ϕ^a s'annulent, le potentiel total est donc invariant selon l'axe magnétique \vec{e}_z .

Moment cinétique et technique du *rotating wall*

Le moment cinétique L_T d'un plasma non neutre dans un piège idéal est invariant.

$$L_T = \sum_{i=1}^N r_i p_{\theta_i} + m r_i^2 \omega_c / 2 \quad (2.42)$$

Dans le cas d'un plasma fortement magnétisé $\omega_p/\omega_c \ll 1$, la composante mécanique du moment cinétique est négligeable, son expression devient alors :

$$L_T = \frac{m\omega_c}{2} \sum_{i=1}^N r_i^2 \sim \frac{N_e m \omega_c}{2} \langle r^2 \rangle \quad (2.43)$$

L'invariance du moment cinétique se traduit par une contrainte sur le rayon carré moyen du plasma [55]. En théorie, la durée du vie d'un plasma non neutre est infini du fait de la conservation du moment cinétique L_T dans un piège cylindrique. En pratique, l'interaction du plasma avec le gaz résiduel et l'asymétrie systématique du champ électromagnétique provoquent une perte de moment cinétique, ce qui conduit à une expansion radiale du plasma [56].

La technique *rotating wall* consiste à appliquer un couple via un champ électrique tournant de fréquence f_{RW} . Si cette fréquence équivaut à la fréquence de rotation du plasma $f_E = \omega_E/2\pi$, le couple induit contrecarre la perte de moment cinétique. De plus, si la fréquence f_{RW} est plus faible que f_E , le champ tournant entraîne un ralentissement de la rotation du plasma et son expansion radiale. Au contraire, si la fréquence est plus grande, la rotation du plasma augmente et il est compressé radialement, ce qui augmente sa densité (equ. 2.35) [57]. Ce type de compression a été réalisé avec des plasmas d'électrons [58], de positons [59, 51] et d'antiprotons [60].

Le couple appliqué par le champ tournant entraîne un échauffement du plasma. Cet échauffement est compensé par le refroidissement par rayonnement cyclotron² des particules dans le fort champ magnétique (voir partie 2.1.5) et n'a alors pas d'effet délétère sur le temps de confinement du plasma.

2.1.4 Oscillations plasma

Le plasma non neutre présente des oscillations collectives dans un piège. On ne s'intéressera qu'aux premiers modes d'oscillations symétriques de Dubin (l, m) avec $m = 0$ [61]. La mesure des pulsations associées aux modes d'oscillations permet d'obtenir les dimensions du plasma, ainsi que sa densité et sa température [62]. Cette mesure est donc une méthode efficace pour obtenir les propriétés du plasma sans le détruire.

2. On parle de rayonnement synchrotron lorsque les particules sont relativistes

Le premier mode d'oscillation de Dubin correspondant à un mouvement d'ensemble du plasma le long de l'axe magnétique de sa forme est appelé mode dipolaire. Sa pulsation correspond à celle d'une particule chargée dans le puits de potentiel parabolique ω_z . Le second mode ou mode quadrupole correspond à un mouvement interne du plasma en deux parties segmentées comme le montre la figure 2.4.

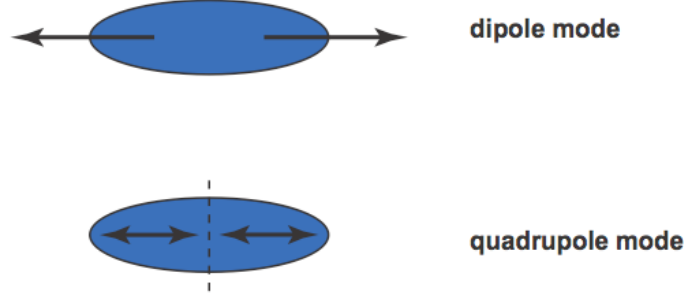


FIGURE 2.4 – Modes d'oscillations de Dubin (1,0) et (2,0). Image provenant de [63].

La théorie de Dubin donne l'expression analytique des modes de dispersion d'un plasma non neutre de forme ellipsoïdale. Elle représente le plasma comme un fluide froid où les interactions entre particules ne sont pas prises en compte [61, 64]. Pour des plasmas fortement magnétisés $\omega_p \ll \omega_c$, les fréquences ω des premiers modes symétriques $(l, 0)$ ont pour expression analytique :

$$1 - \frac{w_p^2}{\omega^2} = \frac{k_2 P_l(k_1) Q'_l(k_2)}{k_1 P'_l(k_1) Q_l(k_2)} \quad (2.44)$$

$$k_1 = \alpha (\alpha^2 - 1 + \omega_p^2/\omega^2)^{-1/2} \quad (2.45)$$

$$k_2 = \alpha (\alpha^2 - 1)^{-1/2} \quad (2.46)$$

où P_l et Q_l sont respectivement les fonctions de Legendres de premières et seconde espèces. Les effets de la température sur les modes d'oscillation peuvent être pris en compte [64, 65]. Ils entraînent une modification en fréquence, sauf pour le mode dipolaire. L'expression du carré du rapport de la pulsation plasma sur la pulsation du mode devient alors dans les équations 2.44 et 2.45 :

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \rightarrow \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left[1 + \frac{3k_z^2 k_B T}{\omega^2 m} \right] \quad (2.47)$$

$$k_z = \frac{\pi(l-1)}{2z_p} \quad (2.48)$$

2.1.5 Refroidissement cyclotron

Les électrons du plasma se refroidissent par rayonnement cyclotron dans le champ magnétique du piège. Un équilibre thermique s'établit entre ce refroidissement cyclotron et les différentes sources de chauffage du plasma tels que les bruits électroniques sur les électrodes pouvant exciter les modes d'oscillations du plasma. Le temps de refroidissement pour un plasma d'électrons (ou positons) dans un espace idéal non confiné s'exprime en [66] :

$$\tau_c \sim \frac{4}{B^2} \text{ s} \quad (2.49)$$

où le champ magnétique B est exprimé en Tesla. En pratique, le refroidissement en $8/B^2$ [45]. En effet la longueur d'onde du rayonnement cyclotron, $\lambda_c \sim 2 \text{ mm}$ n'est pas négligeable devant le rayon des électrodes, $R_{elec} = 19 \text{ mm}$. Les électrodes jouent alors le rôle de guide d'ondes. La propagation du rayonnement cyclotron n'est donc autorisée que pour un certain nombre de modes. Cette restriction entraîne une augmentation du temps de refroidissement. Ce temps de refroidissement est de 0.32 s pour un champ magnétique de 5 Teslas.

2.2 Piégeage de positons

Plusieurs techniques d'accumulation ont été développées dans le but de stocker des positons dans des pièges de Penning ou de Penning-Malmberg. Ces techniques ont été mises en place pour une source continue monochromatique de positons lents, dont l'énergie cinétique est de l'ordre de la dizaine d'électronvolts.

La plus courante est celle de C. M. Surko utilisant un pré-accumulateur à gaz (*buffer gas*) en amont du piège [67]. L'efficacité de piégeage dans ce pré-accumulateur est de l'ordre de 5-20% [68]. L'accumulation se fait à une pression de l'ordre de 10^{-6} mbar, ce qui limite la durée d'accumulation à ~ 100 s du fait de l'annihilation des positons dans le gaz. L'efficacité de transfert vers le piège est de l'ordre de 50%. Cette méthode a été améliorée par l'expérience ATHENA et atteint la meilleure efficacité de piégeage observée, de l'ordre de 36% [69].

Plusieurs techniques d'accumulation utilisent directement le piège pour accumuler les positons à une pression typique de 10^{-10} mbar, telles que le refroidissement résistif (piège de Penning) [70], où l'ionisation des positroniums excités (piège de Penning-Malmberg) [71]. La méthode de N. Oshima ralentit les positons par collisions avec un plasma d'électrons au sein d'un piège de Penning-Malmberg [72]. Seule cette dernière méthode atteint une efficacité de piégeage de l'ordre de 1 %. Le tableau 2.2 donne les taux d'accumulation normalisés à l'activité des sources β^+ utilisées pour les différentes techniques citées.

TABLE 2.2 – Taux d'accumulation des différentes techniques

Technique d'accumulation	Taux d'accumulation ($e^+/s/mCi$)
Refroidissement résistif [70]	3.3×10^{-2}
Ionisation de positroniums excités [71]	1.1×10
Refroidissement avec un plasma d'électrons [72]	3.6×10^2
Méthode d'ATHENA [69]	7.6×10^3

L'expérience GBAR a choisi de développer une nouvelle méthode d'accumulation basée sur la méthode d'Oshima et al. pour des raisons historiques.

2.2.1 Technique de N. Oshima

Oshima et al. ont développé cette technique d'accumulation de positons dans le but de produire des ions multi chargés ultra froids par refroidissement dans un plasma de positons [73]. Ce travail a été effectué au RIKEN, centre de recherche proche de Tokyo.

Cette technique n'utilise qu'un seul piège de type MRT où se trouve un plasma d'électrons pour ralentir les positons injectés. Le piège est constitué d'un aimant produisant un champ magnétique uniforme de 5 Teslas et d'un jeu d'électrodes annulaires produisant deux puits de potentiel. Dans le premier se trouve le plasma d'électrons et dans le second sont accumulés les positons. Les positons lents sont issus d'une source radioactive β^+ couplée à un modérateur en néon solide. Le faisceau continu délivré par ce système est monochromatique avec une énergie cinétique de 50 eV. Les descriptions de l'appareillage et de la source sont détaillées dans la partie 3.

L'accumulation des positons se fait en deux étapes. Tout d'abord le plasma d'électrons est mis en place dans le premier puits de potentiel (figure 2.11, haut). Puis les positons sont injectés dans le piège où ils sont confinés. Oshima et al. ont décrit cette technique d'accumulation dans les publications [72, 74].

Plasma d'électrons

Le plasma d'électrons est confiné dans le premier puits de potentiel parabolique de 1000V de profondeur. Les paramètres du plasma sont dans le tableau 2.3.

Le fonctionnement en électrons du piège se fait en trois étapes, l'injection, la mise en équilibre, et l'éjection. Durant la première étape, un faisceau d'électrons est produit par un canon à électrons en amont du piège. Les électrons sont injectés dans le puits en abaissant sa partie amont. L'énergie cinétique des électrons doit être suffisante pour franchir cette barrière de potentiel tout en étant trop faible pour ne pas franchir la partie aval du puits (figure 2.5). Une partie des électrons injectés dans le piège est piégée dans

TABLE 2.3 – Paramètres du plasma d'électrons utilisé

Paramètre	symbole	valeur
Nombre d'électrons	N_{e-}	1.8×10^{10}
densité	n	10^{17} m^{-3}
température (non mesurée)	T	$0.1 \sim 1 \text{ eV}$
longueur de Debye	λ_D	$7 \sim 25 \text{ } \mu\text{m}$
rayon	r_p	$\sim 370 \text{ } \mu\text{m}$
demi-longueur	z_p	$\sim 16 \text{ cm}$
aspect ratio	α	~ 430
pulsation cyclotron	ω_c	$8.8 \times 10^{11} \text{ rad.s}^{-1}$
pulsation plasma	ω_p	$\sim 2 \times 10^{10} \text{ rad.s}^{-1}$
pulsation axiale (pour une particule)	ω_z	$1.6 \times 10^8 \text{ rad.s}^{-1}$
pulsation du rotor rigide	ω_r	$2.3 \times 10^8 \text{ rad.s}^{-1}$
champ magnétique	B	5 T
densité limite de Brillouin	n_B	$1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$

le puits. Ceci peut s'expliquer par une perte d'impulsion longitudinale par interaction avec le faisceau d'électrons, puis avec le plasma en train de se former [75]. La partie amont est remise à sa position initiale à la fin de l'injection.

Les électrons piégés vont alors se thermaliser par rayonnement cyclotron dans le fort champ magnétique. L'ensemble forme alors un plasma froid non neutre, sa longueur de Debye étant négligeable devant ses dimensions. Le plasma est éjecté vers les détecteurs en élevant la partie aval du puits.

A noter que cette technique d'accumulation n'est pas adaptable aux positons, l'efficacité étant trop faible.

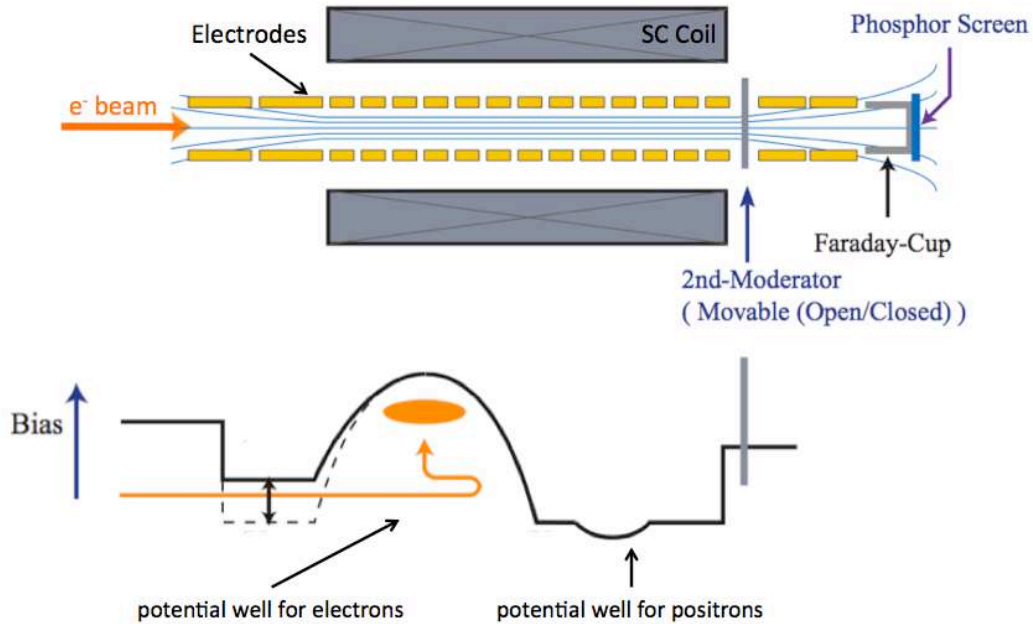


FIGURE 2.5 – Schéma de principe de la formation du plasma d'électrons. Les lignes de champ magnétique sont représentées en bleu.

De plus, l'ionisation des gaz résiduels lors de l'injection des électrons dans le puits en amont produit des ions H_2^+ . Une partie de ces ions sont piégés dans le puits de potentiel des positons. Le nombre d'ions présents dans ce puits est de l'ordre 10^8 et forme un plasma non neutre. La nature de ces ions a été déterminée par Oshima et al. en mesurant leur fréquence d'oscillation dans le puits des positons en excitant leur mode dipolaire (voir partie 2.1.4).

Refroidissement des positons avec un plasma d'électrons

Le point clé de la technique d'Oshima est la modération des positons dans un plasma d'électrons. Les positons sont ralentis par collisions coulombiennes avec les électrons. L'efficacité de modération d'un positon dans un plasma d'électrons dépend de son énergie cinétique à l'entrée dans le plasma et de la densité n et de la température T de celui-ci. On considère un positon de vitesse longitudinale v_{\parallel} suivant l'axe magnétique et de vitesse radiale v_{\perp} dans un plasma d'électrons. Le pouvoir d'arrêt s'exprime en [76, 77] :

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\frac{v_{\parallel}}{\tau_{coll,e}} \quad (2.50)$$

$$\frac{dv_{\perp}^2}{dt} = -\frac{v_{\perp}^2}{\tau_{coll,e}} \quad (2.51)$$

où $\tau_{coll,e}$ est le temps caractéristique de relaxation par interactions coulombiennes :

$$\tau_{coll,e} = \frac{8\pi\varepsilon_0^2\mu m v^3}{ne^4 \ln \Lambda} \quad (2.52)$$

où μ est la masse réduite du couple formé par la particule incidente et l'espèce du plasma. Dans le cas de l'interaction d'un positon dans un plasma d'électrons, $\mu = m/2$.

Ce temps de relaxation équivaut à celui d'un positon dans un gaz d'électrons libres augmenté du facteur $\ln \Lambda$ appelé logarithme de Coulomb. Il correspond au logarithme du rapport du paramètre d'impact maximum au paramètre d'impact correspondant à une déviation de 90° . Les collisions de paramètres d'impact supérieurs à la longueur de Debye ne sont pas prises en compte du fait de l'écrantage du potentiel électrique dans le plasma. La paramètre d'impact maximal est donc la longueur de Debye.

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{\lambda_D}{b_{90}} \right) \quad (2.53)$$

$$b_{90} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{mv^2} \quad (2.54)$$

Les positons sont ralentis jusqu'à l'énergie thermique des électrons du plasma $E_{th} = 3/2 k_b T$.

On considère des positons se déplaçant le long du grand axe du plasma, $\vec{v} = v\vec{e}_z$. La figure 2.6 montre l'évolution de l'énergie cinétique en fonction de la distance parcourue d'un positon dans un plasma d'électron de densité $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et de température $T = 0.1 \text{ eV}$ et 1 eV . Le pouvoir d'arrêt augmente avec la température du fait d'une plus grande longueur de Debye, i.e. le positon peut interagir avec un plus grand nombre d'électrons. Le grand axe des plasmas utilisés est de $z_p \simeq 16 \text{ cm}$. Les positons font un aller-retour dans le plasma soit une distance de $\sim 64 \text{ cm}$. Sur cette distance, un positon d'énergie initiale de 5 eV peut être ralenti longitudinalement jusqu'à l'énergie thermique du plasma.

Refroidissement des positons avec un nuage d'ions H_2^+

Les positons sont aussi ralentis par un nuage d'ions H_2^+ . Si on considère le nuage d'ions comme un plasma non neutre, le pouvoir d'arrêt a la même expression que celui d'un plasma d'électrons (equation 2.51) avec un temps caractéristique $\tau_{coll,i} = 2\tau_{coll,e}$, comme la masse des positons est négligeable devant celle des ions [76]. Cette hypothèse est justifiée pour un nuage d'ions de densité de 10^{15} m^{-3} et de rayon estimé de l'ordre de $600 \text{ }\mu\text{m}$. En effet, sa longueur de Debye $\lambda_D = 70 \text{ }\mu\text{m}$ est petite par rapport aux dimensions du nuage.

La figure 2.7 montre l'évolution de l'énergie longitudinale d'un positon en fonction du temps passé dans le plasma d'ions de température 0.1 et 1 eV . Un positon d'énergie longitudinale 100 eV est ralenti jusqu'à l'énergie thermique du plasma en moins de 10 ms pour les deux températures.

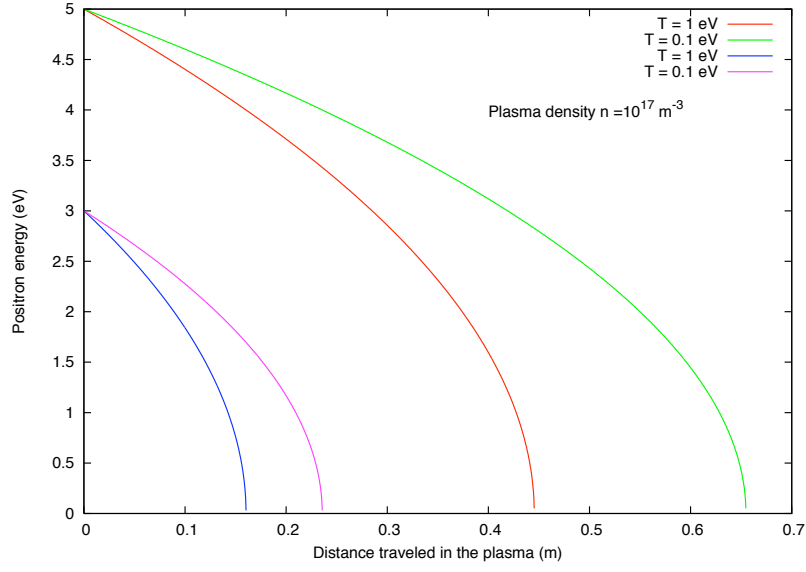


FIGURE 2.6 – Energie cinétique en fonction de la distance parcourue d'un positon dans un plasma de densité $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et de température $T = 0.1 \text{ eV}$ et 1 eV .

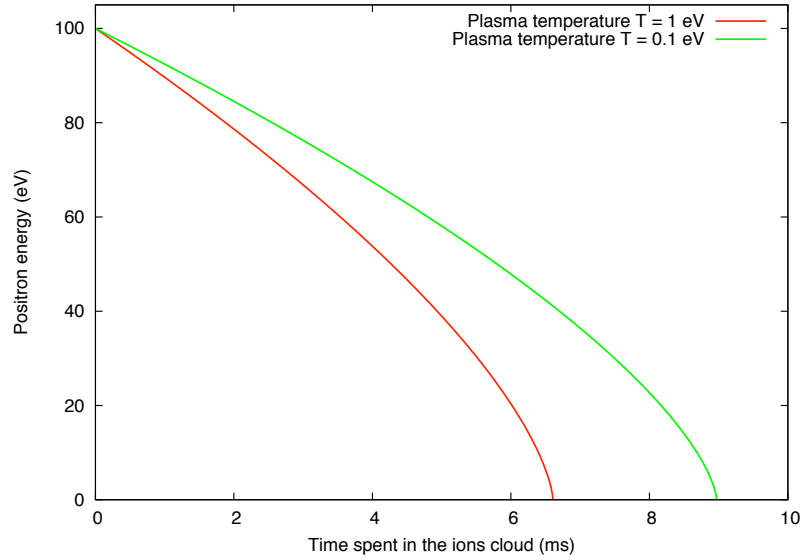


FIGURE 2.7 – Energie cinétique d'un positon en fonction du temps passé dans un plasma d'ions H_2^+ de densité $n = 10^{15} \text{ m}^{-3}$ et de température $T = 0.1 \text{ eV}$ et 1 eV .

Injection des positons dans le piège

Les positons lents sont accélérés à 1 keV pour pouvoir traverser le miroir magnétique à l'entrée du piège. L'énergie cinétique des positons en sortie de la source est de 50 eV . Ils sont guidés vers le piège

par l'intermédiaire d'une ligne de transport magnétique de $B_L = 10$ mT. Le champ magnétique dans le piège est de $B_T = 5$ Teslas. La configuration électromagnétique est présentée dans la figure 2.8. Pour une particule adiabatiquement guidée par un champ magnétique, la quantité suivante est constante :

$$\frac{mv_{\perp}^2}{B} \quad (2.55)$$

où v_{\perp} est la composante de la vitesse orthogonale au champ B [78]. Soient $E_{\perp,0}$ et $E_{\parallel,0}$ l'énergie transverse et longitudinale dans la ligne de transport. La valeur minimale que doit avoir le rapport de ces deux composantes de la vitesse pour que les positons puissent franchir le miroir magnétique est donnée par :

$$\frac{E_{\perp,0}}{E_{\parallel,0}} = \frac{B_T}{B_L} - 1 \quad (2.56)$$

Le champ augmentant d'un facteur 500 dans le gradient de champ à l'entrée du solénoïde, la composante orthogonale de l'énergie E_{\perp} augmente aussi du même facteur. L'énergie cinétique étant conservée, le gain en vitesse radiale provient de la perte de vitesse longitudinale. Ceci entraîne donc une grande dispersion de l'énergie longitudinale E_{\parallel} . D'autre part, si la vitesse longitudinale est trop faible, les particules rebroussement chemin dans le gradient de champ magnétique.

E_{\perp} est de l'ordre de ~ 1 eV pour une source modérée avec du néon solide (voir partie 3.1). Ceci implique que l'énergie cinétique des positons doit être de l'ordre de 500 eV pour traverser le miroir magnétique. Les positons sont accélérés suivant l'axe faisceau à l'entrée du piège par les premières électrodes.

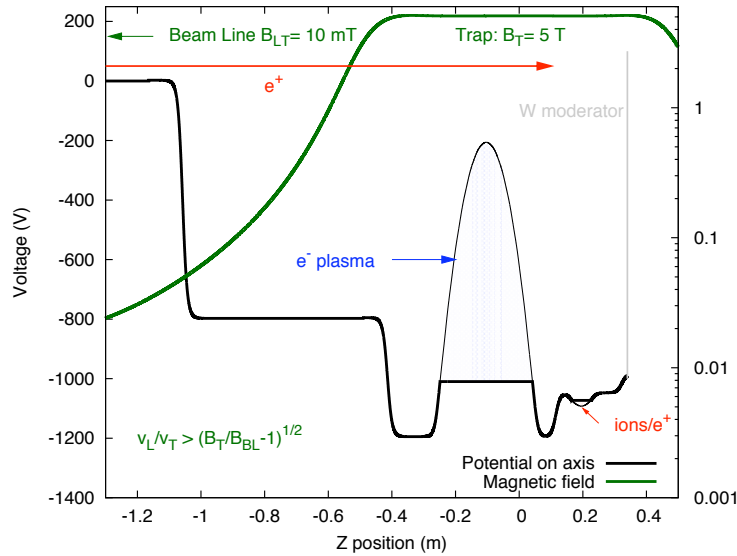


FIGURE 2.8 – Configuration électromagnétique du piège lors de l'injection des positons.

Accumulation des positons

Une fois dans le piège, ils traversent le plasma d'électrons et le nuage d'ions H_2^+ , où ils ne perdent pas d'énergie, leur énergie cinétique étant trop grande. D'autre part, le nombre de positons traversant le plasma d'électrons et le nuage d'ions est trop faible pour modifier le potentiel à leur position. On utilise un modérateur en tungstène monocristallin fonctionnant en réflexion en fin de piège pour obtenir un faisceau monochromatique (figure 2.9). Ce modérateur est situé dans un plan orthogonal à l'axe magnétique du piège. L'énergie cinétique des positons en sortie du tungstène est de $E_W = 3 \pm 0.3$ eV,

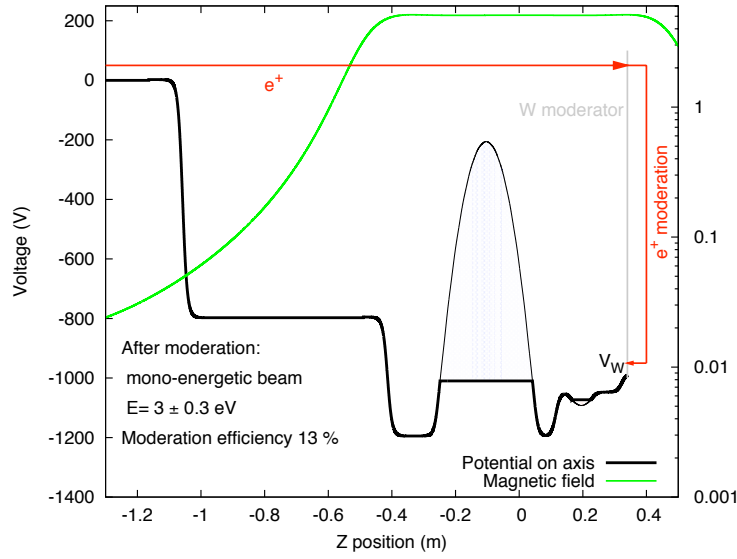


FIGURE 2.9 – Injection des positons sur le modérateur en tungstène.

correspondant à la fonction de travail du tungstène [79]. L'impulsion des positons ré-émis est considérée normale à la surface du modérateur. L'efficacité de ce modérateur est de l'ordre de 13 %.

Les positons sont alors envoyés vers le plasma d'électrons (figure 2.11, bas). Dans le plasma d'électrons, le champ électrique suivant l'axe magnétique est nul du fait de l'effet de sa charge d'espace. Les positons traversent alors deux fois le plasma et le nuage d'ions, où ils sont modérés (figure 2.10). Il est important que les positons perdent assez d'énergie longitudinale en un aller-retour dans le plasma pour ne pas ré-interagir dans le tungstène. La différence de potentiel entre le remodérateur V_W et le potentiel à l'intérieur du plasma $V_p(r)$ est donc le paramètre clé de l'accumulation (figure 2.12). En effet, l'énergie cinétique longitudinale des positons à l'entrée du plasma $E_{c,0}$ dépend de ce paramètre :

$$E_{c,0} = E_W + e(V_W - V_p(r)) \quad (2.57)$$

Si $E_W + e(V_W - V_p(r)) < 0$, plasma d'électron est une barrière de potentiel pour les positons, ils ne rentrent donc pas dans le plasma et ré-interagissent avec le modérateur jusqu'à annihilation. Si la perte d'énergie dans le plasma δE est supérieure à l'énergie de sortie du tungstène E_W alors les positons sont confinés entre la barrière de potentiel en amont du piège et le modérateur. Ils peuvent alors être capturés dans le second puits de potentiel placé entre le plasma d'électrons et le modérateur en tungstène.

La présence d'ions H_2^+ accumulés dans ce puits entraîne cette capture. Les positons sont ralentis durant leurs aller-retours dans le nuage d'ions par collisions coulombiennes, ceci jusqu'à leur confinement dans le puits. La différence de potentiel entre le potentiel dans le plasma d'électrons et le fond du puits pour les positons est typiquement de ~ 100 V. La profondeur de ce puits est de ~ 50 V. Les positons sont donc confinés dans le puits s'il perdent ~ 50 eV. Le temps de refroidissement est de l'ordre de 10 ms pour des positons de 100 eV, soit un temps très inférieur au temps d'accumulation des positons de l'ordre de 50 s.

Oshima et al. ont observé une perte d'un facteur 10 sur l'efficacité d'accumulation en cas d'absence d'ions.

Une fois dans le puits de potentiel harmonique, les positons sont refroidis par rayonnement cyclotron et forment un plasma non neutre.

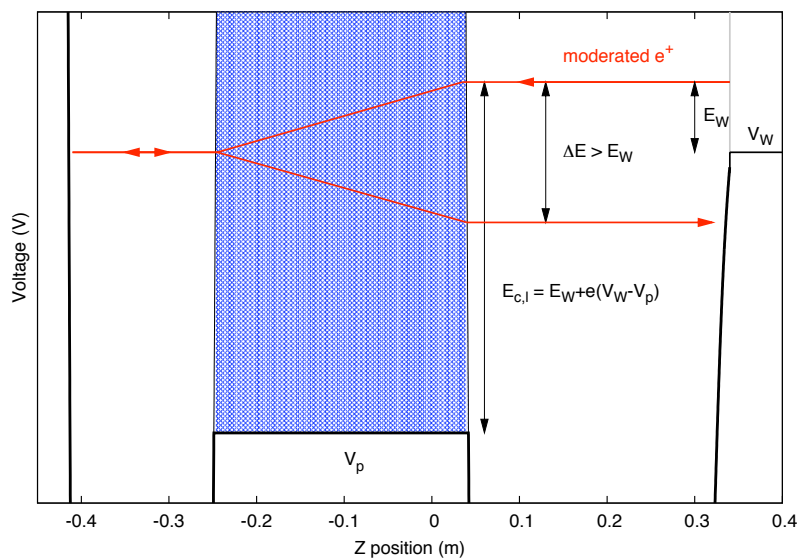


FIGURE 2.10 – Injection des positons sur le modérateur en tungstène.

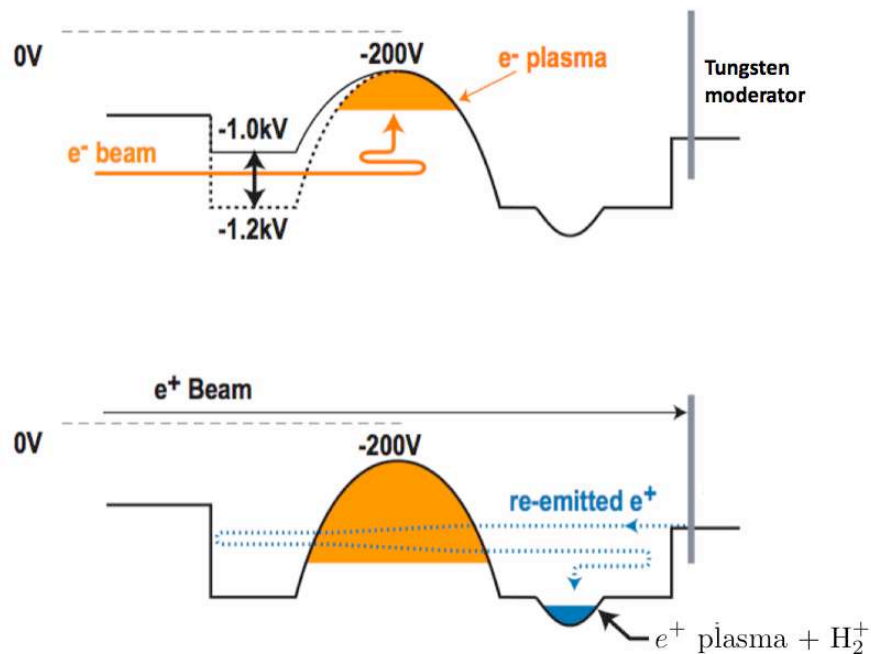


FIGURE 2.11 – Schéma de principe de la formation du plasma de positons. La charge espace du plasma d'électrons est visualisée en jaune.

Mesure d'efficacité de piégeage

Le nombre de positons stockés est de l'ordre de 10^6 avec une profondeur de puits de 50V. L'efficacité d'accumulation ε correspond au nombre de positons dans le puits parabolique sur le nombre de positons

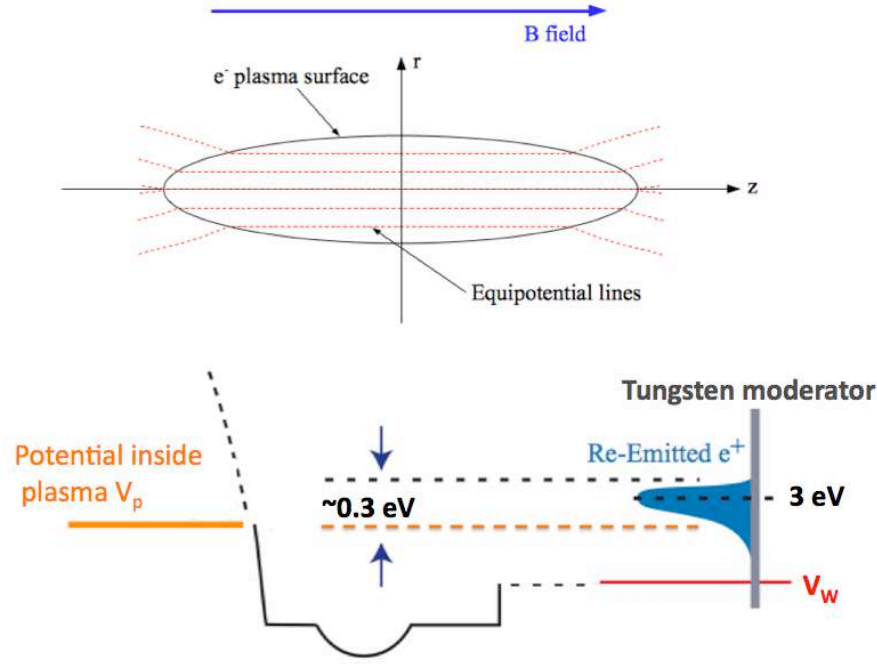


FIGURE 2.12 – Haut : Lignes équipotentiellles au niveau du plasma d'électrons. Bas : Schéma de principe de la modulation des positons. La distribution en énergie des positons modérés est représentée en bleu.

injectés sur le modérateur. L'efficacité d'entrée dans le piège n'est pas prise en compte. ε est mesurée en fonction du potentiel du modérateur V_W comme le montre la figure 2.13. L'efficacité maximum est de $\sim 1\%$.

Le comportement de ε s'explique qualitativement, soit $V_p = V_p(0)$ le potentiel dans le plasma sur l'axe magnétique :

- lorsque $V_W \ll V_p$ (partie gauche de la courbe), le plasma joue le rôle de barrière de potentiel, les positons ne traversent donc pas le plasma et ré-interagissent avec le tungstène jusqu'à annihilation. L'efficacité ε est donc nulle.
- lorsque $V_W \sim V_p$ (correspondant au pic de la courbe), l'énergie des positons est assez faible pour que la modulation dans le plasma d'électrons soit efficace, et donc permettant une grande efficacité d'accumulation ε .
- lorsque $V_W \gg V_p$ (partie droite de la courbe), l'énergie des positons est trop grande pour que la modulation soit efficace. La majorité des positons ne perdent donc pas assez d'énergie et ré-interagissent avec le modérateur. L'efficacité ε est donc faible.

La densité du plasma décroît au cours du temps d'accumulation. Elle reste de l'ordre de 10^{17} m^{-3} pendant $\sim 100 \text{ s}$, ce qui limite le temps maximal d'accumulation des positons à cette valeur.

Simulation d'efficacité de piégeage

Les positons peuvent être modérés dans le plasma jusqu'à l'énergie thermique du plasma : $E_0 - \delta E \geq 3/2 k_B T$. L'énergie cinétique des positons à l'entrée du plasma E_0 doit donc être supérieure à $3/2 k_B T + E_W$ pour pouvoir être confinés. La figure 2.14 montre l'énergie initiale maximale des positons pouvant être refroidis jusqu'à l'énergie thermique du plasma en un aller et retour en fonction de la densité et la température de celui-ci. La distance parcourue correspond à un aller et retour dans le plasma sur son grand axe ($4z_p = 64 \text{ cm}$). L'inégalité précédente fixe alors la densité minimale requise pour une modulation efficace, respectivement $n = 3.5 \times 10^{16}$ et $4.9 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ pour $T = 0.1$ et 1 eV en considérant $E_W = 3 \text{ eV}$. Cependant les dimensions du plasma et donc la longueur du grand axe dépendent des paramètres du piège et du nombre d'électrons.

De plus, la distance parcourue dans le plasma par le positon dépend de sa coordonnée r . En effet le plasma a une forme ellipsoïdale, la distance parcourue l en un aller et retour s'exprime donc en fonction

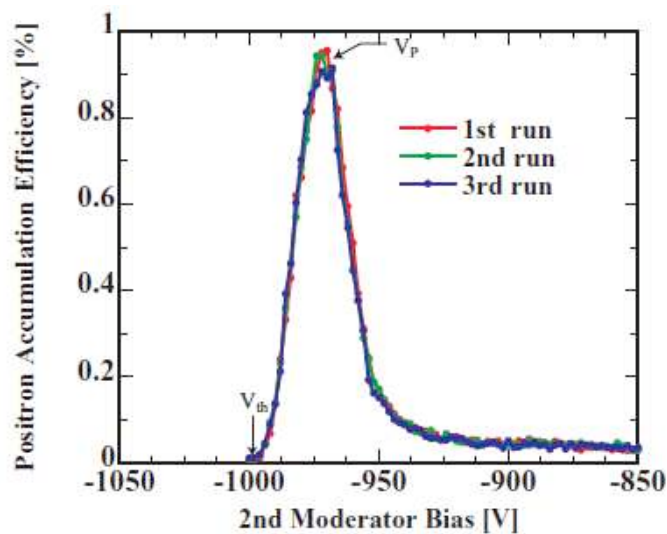


FIGURE 2.13 – Efficacité d’accumulation ε , en fonction du potentiel sur le modérateur tungstène V_W . Le temps d’accumulation est de 50 s. Mesures effectuées par l’équipe d’Oshima [80].

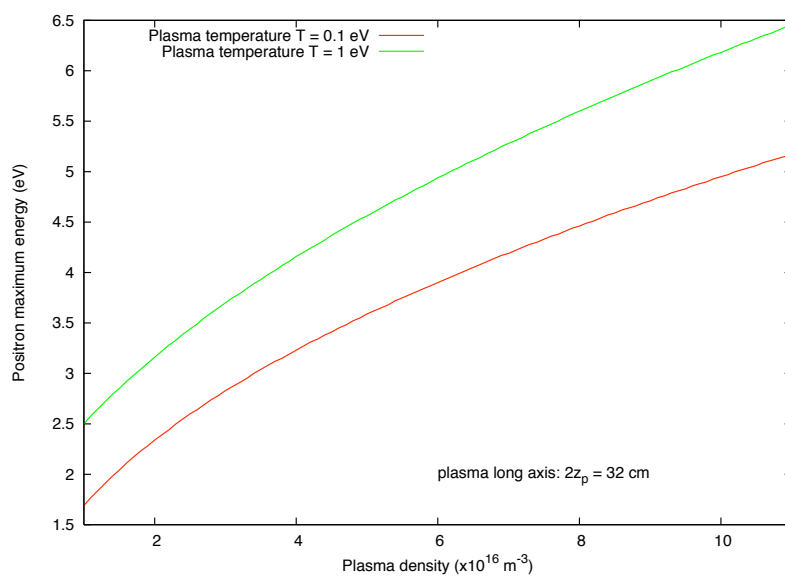


FIGURE 2.14 – Energie initiale maximale des positons pouvant être refroidis jusqu’à l’énergie thermique du plasma en un aller et retour en fonction de la densité et la température de celui-ci.

de r :

$$l = 4z_p \sqrt{1 - \frac{r^2}{r_p^2}} \quad (2.58)$$

On considère que les positons se déplacent à r constant, c’est-à-dire le long des lignes de champ magnétique. Le rayon de Larmor $\sqrt{2mE}/eB$ ne dépasse pas $2.1 \mu\text{m}$ pour les énergies considérées $E < 10 \text{ eV}$.

Le potentiel au sein du plasma d'électrons $V_e(r)$ augmente en fonction de r (equation 2.41). Il est fixé à zéro en $r = 0$. En pratique, ce potentiel dépend des paramètres du puits de potentiel et des paramètres du plasma. La figure 2.15 montre la distance parcourue par un positon pendant un aller et retour dans le plasma et le potentiel au sein du plasma en fonction de r . Le rayon r_b du faisceau de positons dans le piège est estimé à $\sim 110 \mu\text{m}$ (voir partie 3.1.6). A ce rayon, le potentiel est de 5.4 V pour un plasma de densité $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$. L'énergie cinétique à l'entrée du plasma est donc plus faible avec r , la modération est alors plus efficace ce qui compense partiellement la plus faible distance parcourue dans le plasma. Soit $E_W = 3 \text{ eV}$, La figure 2.16 montre la région dans le plan (r, V_W) où les positons sont assez ralentis pour ne pas retourner sur le modérateur.

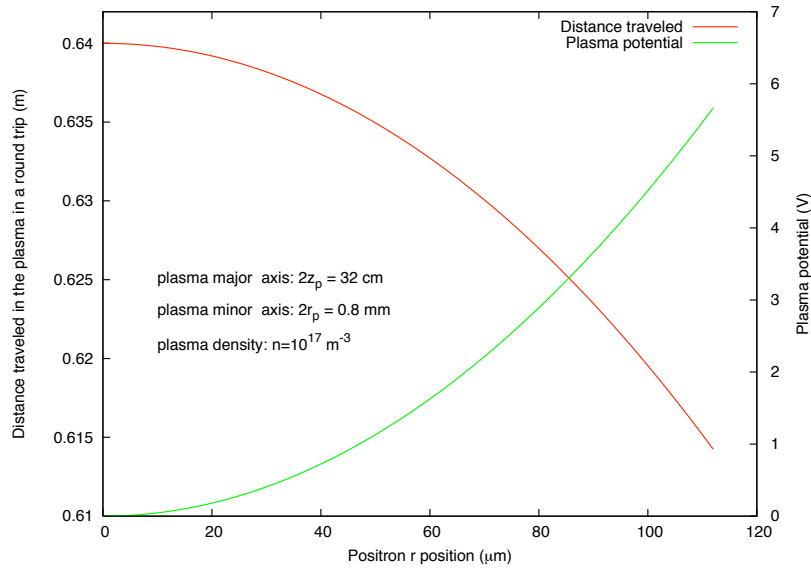


FIGURE 2.15 – Distance parcourue par un positon pendant un aller et retour dans le plasma et le potentiel au sein du plasma en fonction de r .

L'efficacité de confinement ϵ_p correspond au nombre de positons piégés entre le plasma d'électrons et le modérateur sur le nombre de positons ré-émis par le modérateur. Cette efficacité dépend du potentiel V_W . Elle est déterminée par simulation pour un plasma de densité $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, d'axes $2r_p = 800 \mu\text{m}$ et $2z_p = 34 \text{ cm}$ et de température 0.1 et 1 eV. La distribution de l'énergie de sortie du tungstène E_W est considérée comme gaussienne de moyenne 3 eV et d'écart-type 0.3 eV, avec une coupure à 0 eV. La distribution du faisceau de positons dans le piège dans le plan orthogonal à l'axe magnétique n'est pas connue. Tout d'abord, elle est considérée uniforme sur un disque de rayon $r_b = 110 \mu\text{m}$ centré sur l'axe de révolution du plasma. La figure 2.17 montre cette efficacité en fonction du potentiel V_W pour les deux températures de plasma. L'efficacité maximale est respectivement de 43% et 53% pour $T = 0.1$ et 1 eV. La largeur à mi-hauteur de la courbe $\epsilon_p(V_W)$ est 5.6 V pour les deux températures. La figure 2.18 représente l'efficacité ϵ_p en fonction de V_W pour une distribution gaussienne en deux dimensions de moyenne nulle et de largeur à mi-hauteur $2r_b$. L'efficacité maximale est inférieure à celle avec une distribution uniforme, respectivement 25% et 29% pour $T = 0.1$ et 1 eV. Le maximum est atteint respectivement pour $V_W = V_p + 3 \text{ V}$ et $V_p + 5 \text{ V}$. La courbe $\epsilon_p(V_W)$ exhibe une queue à grand r du fait de la présence de positons à grand r . Sa largeur à mi-hauteur de la courbe $\epsilon_p(V_W)$ est donc plus grande, $\sim 7 \text{ V}$ pour les deux températures.

A cette efficacité s'ajoute l'efficacité de ré-émission du modérateur $\sim 13\%$. On considère que tous les positons suffisamment modérés par le plasma d'électrons sont confinés dans le puits paraboliques. L'efficacité totale de piégeage ϵ est de l'ordre de 3.2/6.7% suivant la température du plasma et la distribution du faisceau de positons considérée, alors que l'efficacité totale mesurée est de l'ordre de 1%. Cette diffé-

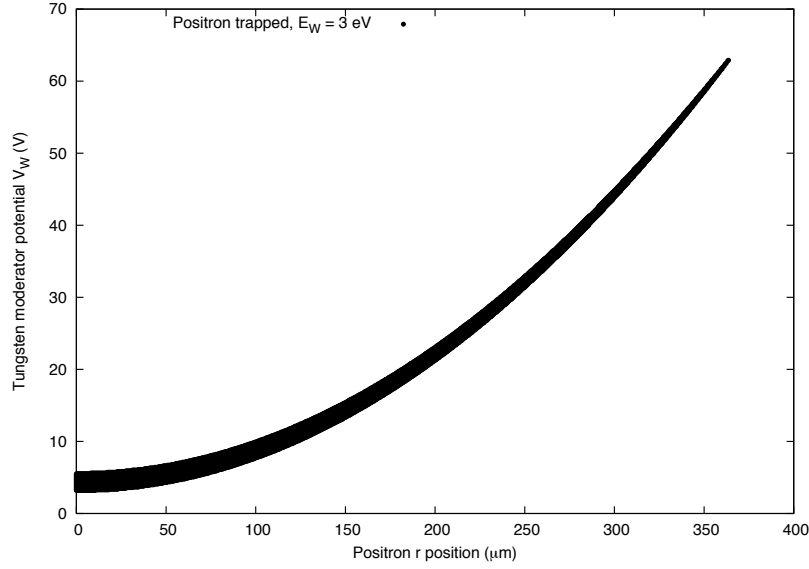


FIGURE 2.16 – Région dans le plan (r, V_W) où les positons sont confinés entre le plasma et le modérateur tungstène avec $E_W = 3$ eV et $T = 0.1$ eV.

rence peut s'expliquer par le fait que la simulation ne prend pas en compte l'évolution des paramètres du plasma lors de l'accumulation des positons. Le plasma s'accroît radialement au cours du temps à cause de la perte de moment cinétique L_T , entraînant une baisse de sa densité et une augmentation du potentiel dans le plasma V_p .

La largeur à mi-hauteur de la courbe $\epsilon(V_W)$ mesurée par le groupe de RIKEN (figure 2.13) est de l'ordre de 30 V, supérieure à celles issues des simulations. En effet, lors de l'accumulation des positons, le potentiel au sein du plasma $V_p(0)$ augmente au cours du temps. L'évolution du potentiel V_p en fonction du temps a été mesurée par Oshima et al. Pour cela, le potentiel optimal V_W , correspondant à $\simeq V_p$, a été mesuré pour différents délais entre le chargement du plasma d'électrons et le début d'accumulation des positons. Le temps d'accumulation était alors de 25 s. L'évolution mesurée était de 0.24V/s pour les 50 premières secondes d'accumulation [80].

L'efficacité de confinement est simulée en prenant compte de l'évolution temporelle de V_p . La distribution gaussienne du faisceau de positons est utilisée. La figure 2.19 représente l'efficacité de confinement en fonction du potentiel du modérateur tungstène V_W . L'efficacité de confinement maximum est respectivement atteinte pour $V_W = V_p + 13$ et $V_p + 15$ V, pour des températures de plasma de 0.1 et 1 eV. Leurs valeurs sont respectivement 19% et 24%.

L'efficacité d'accumulation ϵ est alors de 2.4/3.1%, soit l'ordre de grandeur de celle mesurée par Oshima et al. La simulation de la technique d'accumulation de Oshima et al. retranscrit assez fidèlement le comportement de l'efficacité de piégeage des positons en fonction du potentiel appliqué sur le modérateur V_W bien que la largeur à mi-hauteur de la courbe $\epsilon_p(V_W)$ soit deux fois moins que celle mesurée. Ceci peut s'expliquer par le fait que la simulation prend en compte un plasma de densité uniforme et que le ralentissement des positons dans le nuage d'ions n'est pas considéré.

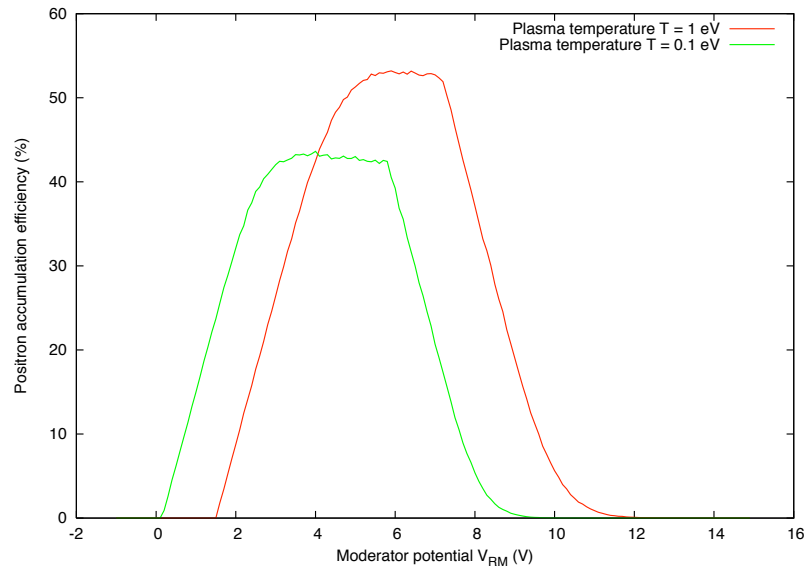


FIGURE 2.17 – Efficacité de confinement pour une distribution du faisceau de positon uniforme sur un disque de $110 \mu\text{m}$ de rayon.

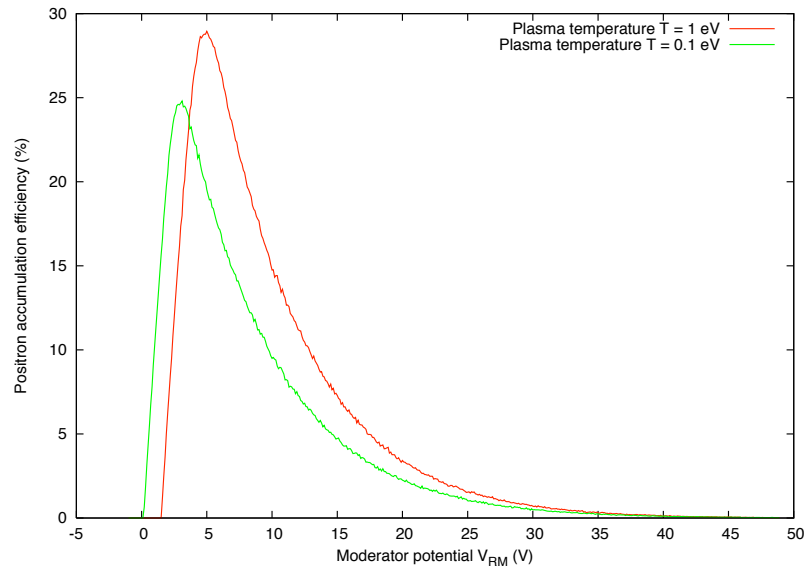


FIGURE 2.18 – Efficacité de confinement pour une distribution du faisceau de positon gaussienne centrée de largeur à mi-hauteur de $110 \mu\text{m}$.

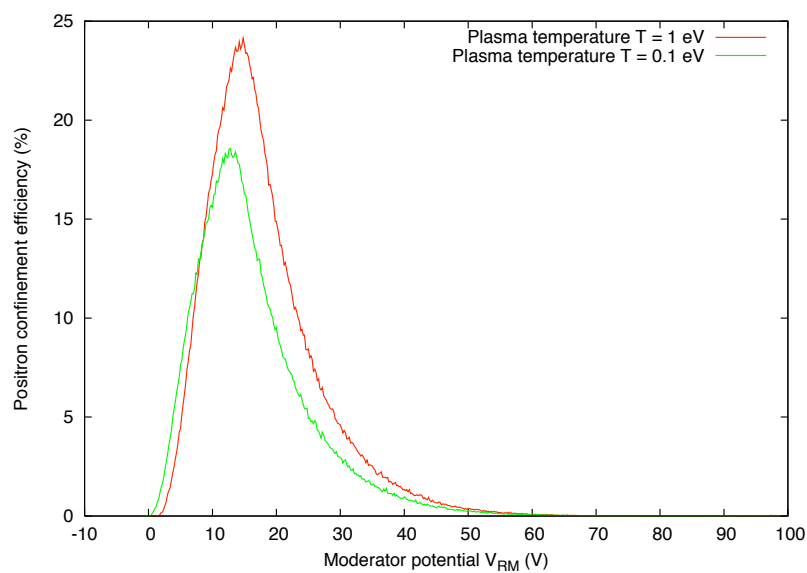


FIGURE 2.19 – Efficacité de confinement pour une distribution du faisceau de positon gaussienne centrée de largeur à mi-hauteur de $110 \mu\text{m}$, en prenant compte de l'évolution du potentiel plasma V_p .

Chapitre 3

Description de l'appareillage au RIKEN

Une partie des travaux de cette thèse a été effectuée au centre de recherche RIKEN, sur l'installation développée par N. Oshima et son équipe. L'appareillage comprend une source de positons lents et un piège de type MRT. Une ligne de transport magnétique connecte ces deux systèmes. Le schéma de l'installation est montré dans la figure 3.1.

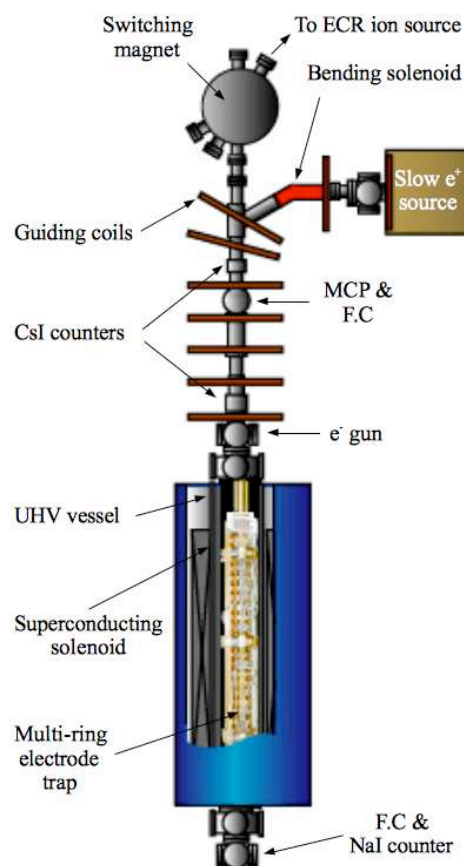


FIGURE 3.1 – Schéma d'ensemble de l'expérience.

3.1 Source continue de positons lents

Le faisceau continu de positons lents est délivré par une source radioactive β^+ de sodium ^{22}Na couplée à un modérateur au néon solide.

3.1.1 Source β^+ de sodium 22

Le sodium 22 a un temps de vie de 2.6 ans. Les deux canaux de désintégration du ^{22}Na en ^{22}Ne , désintégration β^+ et capture électronique, sont présentés dans la figure 3.2. Le taux de branchement de la désintégration β^+ est 0.9. L'énergie moyenne des positons issus de cette désintégration est de 0.546 MeV. Elle est suivie par la désexcitation par émission gamma de l'atome de néon produit, $E_{\text{gamma}} = 1.275$ MeV.

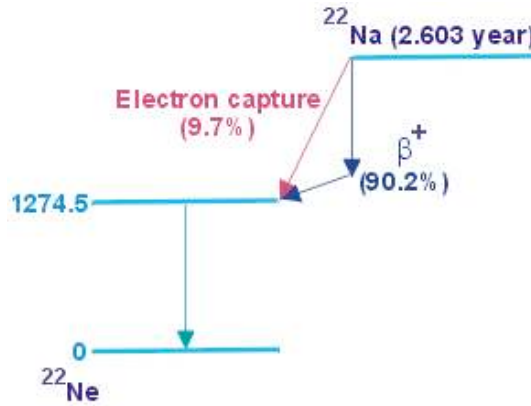


FIGURE 3.2 – Schéma de désintégration du sodium ^{22}Na en néon ^{22}Ne .

3.1.2 Géométrie

Le système est logé dans un chateau de plomb. L'activité de la source en début 2010 était de l'ordre de 18 mCi. La source est scellée par une fenêtre en titane de $13\ \mu\text{m}$, absorbant une partie des β^+ émis. Cette capsule est solidaire d'un support en cuivre. Le support a une forme conique en aval de la capsule. Le schéma de l'ensemble est montré dans la figure 3.3. Cet ensemble est situé dans une chambre à vide où règne une pression de l'ordre de 10^{-9} mbar.

Les positons issus de la désintégration du sodium sont trop rapides pour être guidés vers le piège. On utilise alors un modérateur pour obtenir un faisceau de positons lents d'énergie de quelques eV. Le modérateur est une fine couche de néon solide située sur la capsule de sodium et sur la paroi conique du support en cuivre. Une pompe cryogénique permet d'atteindre une température ambiante d'environ 5 K pour maintenir le néon du modérateur sous forme solide. La température de fusion du néon observée est de ~ 13 K.

Les positons lents sortis du modérateur sont accélérés par une électrode placée devant la source et injectés dans la ligne de transport magnétique.

3.1.3 Modération des positons avec du néon solide

E. M. Gullikson et A. P. Mills Jr. ont été les premiers à utiliser des gaz rares solides pour la modération des positons à des énergies de l'ordre de l'électronvolt [23, 24]. L'efficacité de modération est définie par le ratio du nombre de positons lents extraits sur le nombre de désintégrations β^+ de la source. La méthode a été améliorée jusqu'à l'obtention d'efficacité de l'ordre de $\sim 0.5\%$ [81], notamment en utilisant une paroi conique devant la source. Bien que la modération soit plus efficace que celle utilisant du tungstène¹, la

1. Le tungstène est le meilleur modérateur métalliques actuellement. Il est possible d'obtenir des efficacités de l'ordre de 10^{-3} avec des assemblages de grilles de tungstène

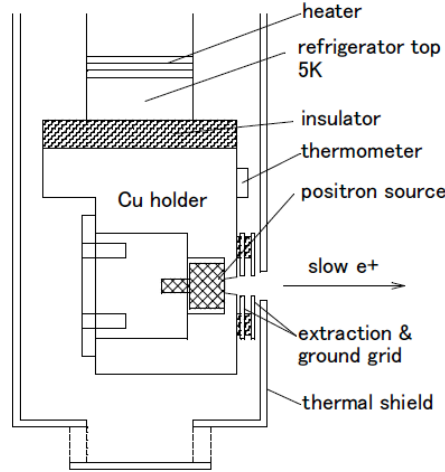


FIGURE 3.3 – Schéma de la source de positons lents.

dispersion en énergie est plus importante $\Delta E \sim 0.58$ eV. Une autre mesure donne une dispersion de 1.8 eV [82].

Les gaz rares solides, notamment le néon, sont connus pour être des modérateurs efficaces pour les positons. Les positons rapides injectés dans un modérateur de gaz rare solide perdent leur énergie par collisions jusqu'à un seuil correspondant à l'énergie d'excitation électronique la plus faible de l'élément. Ce seuil est de ~ 16 eV pour le néon. En dessous de cette énergie, seule l'excitation des phonons peut contribuer à la perte d'énergie. Le taux de perte d'énergie diminue donc de façon drastique. De ce fait, la longueur de diffusion des positons est de l'ordre du micromètre soit plus d'un facteur 20 de plus que la longueur de diffusion des positons dans un modérateur métallique. Cette grande longueur de diffusion permet qu'une grande partie des positons ralentis puisse être éjectés dans le vide.

3.1.4 Mise en place du modérateur

Le néon sous forme gazeuse est injecté dans la chambre à vide via une vanne micrométrique. Le néon se condense alors sur les parois froides de l'ensemble, notamment sur la capsule de ^{22}Na et le cône d'extraction. La température du système est ajustable à l'aide d'une chaufferette.

La qualité du dépôt de néon solide, et donc l'efficacité de modération, a été optimisée en fonction de la température et du flux de néon gazeux. Ce flux est déterminé par la pression de la chambre à vide. Au RIKEN, la meilleure efficacité de modération, $\sim 0.3\%$, a été obtenue pour un dépôt à 7.5 K et 2×10^{-4} mbar, donnant un flux maximum de positons lents de $\sim 2 \times 10^6$ e⁺/s. Le tableau 3.1 montre différentes efficacités de modération selon la température lors du dépôt.

TABLE 3.1 – Efficacité de modération suivant la température lors du dépôt et à pression de 2×10^{-4} mbar.

Température (K)	Efficacité (%)
7	0.22
7.5	0.30
8	0.16

La courbe 3.4 montre l'évolution du flux de positons lents au niveau de la ligne de transport magnétique pendant le dépôt de néon pour ces valeurs de température et de pression. Le dépôt de néon est initié à $t=0$. Dans la première partie de la courbe, le flux de positons augmente au fur et à mesure que

la couche de néon solide s'épaissit, ceci jusqu'à un premier seuil. Comme une partie des positons lents émis s'annihile avec le néon gazeux, on arrête l'injection du gaz une fois ce seuil atteint, t_1 . Le flux de positons augmente alors avec la diminution de la pression. Le flux atteint son seuil maximum lorsque la pression se stabilise à son minimum $P < 10^{-9}$ mbar.

On peut augmenter l'efficacité de modération en faisant un recuit du néon solide. Ce recuit est réalisé en chauffant le néon à 10 K pendant 1 minutes. Ce recuit permet le réarrangement de la structure cristalline du néon, en supprimant les défauts piégeant les positons, notamment les lacunes. Le gain sur le flux sans recuit est de l'ordre de 1 %.

L'efficacité de modération décroît typiquement de $\sim 10\%$ en 24 heures. On effectue un nouveau dépôt de néon tous les trois jours. Pour cela, l'ancien dépôt est enlevé en chauffant le système à une température supérieure à ~ 13 K, qui correspond à la température de fusion du néon observée.

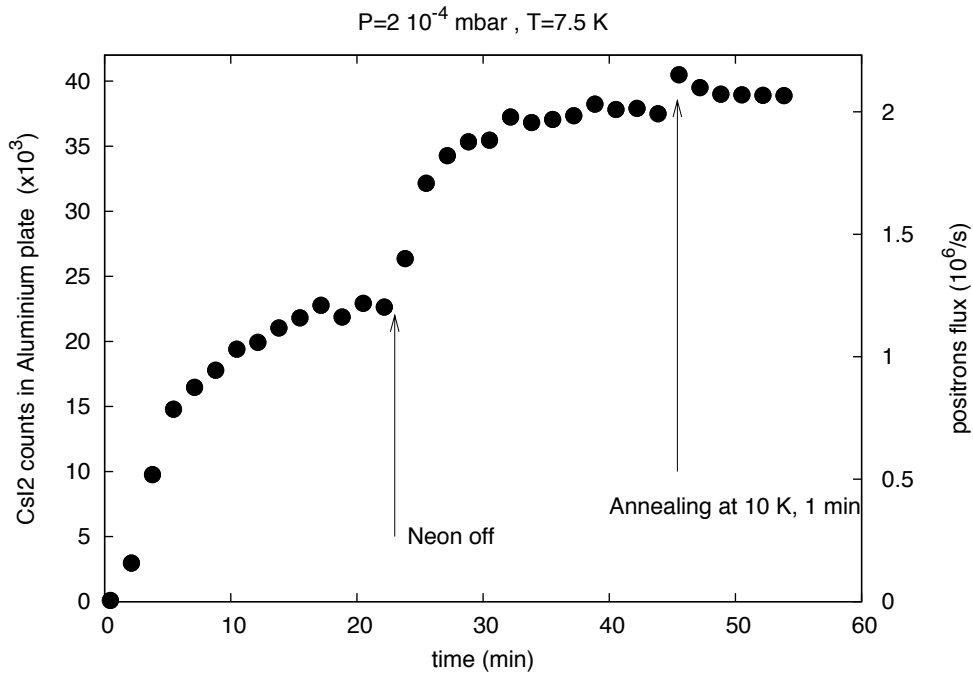


FIGURE 3.4 – Evolution du flux de positons lents lors du dépôt du modérateur néon solide.

3.1.5 Mesure de flux de positons

Les mesures du flux ont été effectuées au niveau de la ligne de transport. Les positons lents sont envoyés sur une coupe de Faraday (FC sur le schéma 3.1), composée d'une feuille d'aluminium. Le courant de positons est trop faible pour mesurer le courant sur la coupe. Néanmoins, les gammas issus de l'annihilation des positons dans la coupe sont détectés à l'aide d'un scintillateur CsI couplé à une photodiode. Ce système est situé au milieu de la ligne de transport magnétique et est escamotable pour être placé sur l'axe faisceau. La feuille est portée à un potentiel de -2 kV pour éviter toute éjection des positons après leur implantation. Les positons s'annihilent dans l'aluminium en deux gammas de 511 keV.

La calibration du détecteur est faite à l'aide d'une source radioactive ^{22}Na de 0.183 MBq. Elle est mise à la place de la feuille d'aluminium, centrée sur l'axe faisceau pour être dans la même configuration qu'avec le faisceau de positons lents. Un analyseur multi-canaux est utilisé pour déterminer le pic de 511

keV. Le nombre d'annihilations détectées pendant 100 s est de l'ordre de $N_S = 3100$. Le flux ψ issu de la source de positons lents est déterminé par :

$$\psi = N_{NS} \times 0.183 \times 10^6 \times 0.9 \times \frac{1}{N_S} \quad (3.1)$$

où N_{NS} est le nombre d'annihilations détectées lors de l'injection du faisceau de positons lents dans la feuille d'aluminium.

3.1.6 La ligne de transport magnétique

Les positons lents sont injectés dans la ligne de transport magnétique menant au piège. La source est située perpendiculairement à l'axe de symétrie du piège. La ligne est composée d'une petite section droite, puis d'un coude relié à une longue section droite connectée au piège. La présence du coude élimine l'entrée directe de positons rapides dans le piège. Elle est composée de six ensembles de bobines :

- Coil 1, composé de six bobines au niveau de la source de positons
- Coil 2, composé de deux bobines situées après la source au niveau de la première section droite et optimisant l'injection des positons dans la ligne
- Coil 3, composé d'un conducteur bobiné sur le coude.
- Coil 4, composé de quatre bobines après le coude guidant les positons dans la seconde section droite.
- Coil 5, composé de cinq bobines de Helmholtz au niveau de la seconde section droite.

Le schéma détaillé de la ligne est représenté dans la figure 3.5. De plus, des bobines correctrices ont été ajoutées au niveau de l'ensemble Coil 2 pour prendre en compte le champ de fuite de l'aimant du piège. Le champ magnétique est de 10 mT le long de la ligne de transport.

Dans chaque ensemble, les bobinages sont alimentés en série. L'optimisation des courants se fait manuellement lorsque l'aimant du piège est à 5 T, en mesurant le flux de positons avec le scintillateur CsI.

Des déflecteurs magnétiques horizontaux et verticaux sont placés au niveau du coude et de la seconde section droite. Ils permettent de centrer les positons sur l'axe faisceau de la ligne de transport. Ce centrage est effectué à l'aide d'un écran phosphore couplé à une galette micro-canaux (MCP pour *Microchannel plate*). La tache faisceau est visualisée à l'aide d'un miroir en aval de l'écran et donnant sur un hublot. Ce système est escamotable pour être placé sur l'axe faisceau. Il est placé au milieu de la seconde section droite de la ligne où se trouve la coupe de Faraday en aluminium. Le flux de positons est trop faible pour produire assez de lumière dans l'écran phosphore. La MCP joue le rôle d'amplificateur de charge, dont le gain est de 10^6 (deux galettes superposées). La figure 3.6 montre la tache du faisceau de positons. Le diamètre de la MCP étant de 10 mm, le diamètre du spot est estimé à ~ 5 mm, soit un diamètre de ~ 220 μm dans la zone des 5 Teslas du piège (voir équation 3.6).

3.2 Le piège de RIKEN

Le piège de type Penning-Malmberg² est situé au bout de la ligne de transport magnétique. La figure 3.7 montre le schéma du dispositif. Les éléments qui le composent sont :

- l'aimant supraconducteur
- le jeu d'électrodes annulaires
- le modérateur en tungstène
- le canon à électrons
- les détecteurs

3.2.1 L'aimant

La longueur totale du système est de 1940 mm. Le bobinage de l'aimant en niobium-titane crée un champ magnétique uniforme de 5 T sur 500 mm et une section de 4 mm de diamètre. L'uniformité du champ est estimée meilleure que 10^{-3} dans cette région. Le courant nominal est de 85 A soit 17 A par

2. appelé aussi *Multi Ring Trap* au Japon.

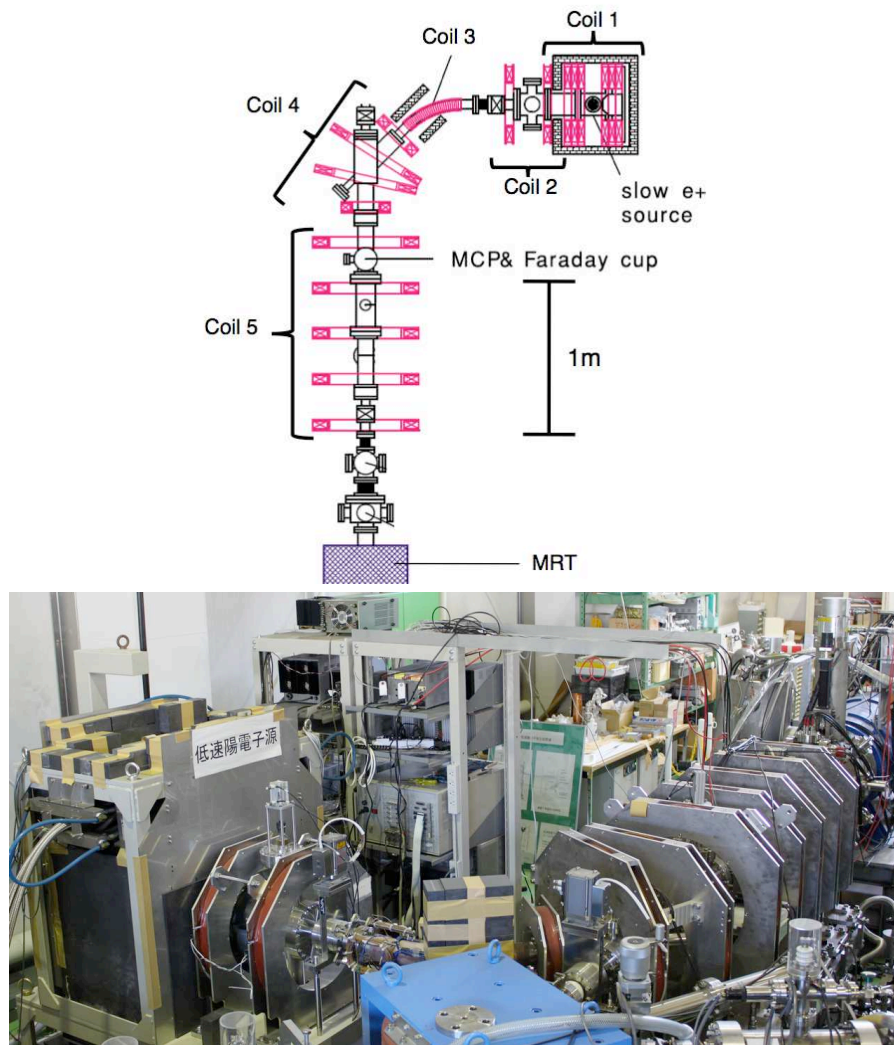


FIGURE 3.5 – Schéma détaillé de la ligne de transport magnétique. Les bobinages sont en rose.

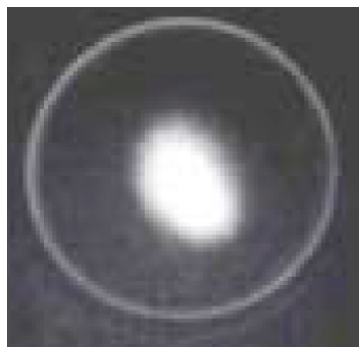


FIGURE 3.6 – Image de la tache faisceau dans la seconde section droite de la ligne de transport. Le cercle correspond à la MCP de diamètre 10 mm.

Tesla. Le temps de mise en champ est d'environ 40 minutes, une fois le bobinage à l'état supraconducteur. Le centre du piège, correspondant à la position sur l'axe magnétique du centre de la bobine, est situé à 1050 mm de la bride amont du piège. Le tube à vide de l'aimant de 94 mm de diamètre dont est

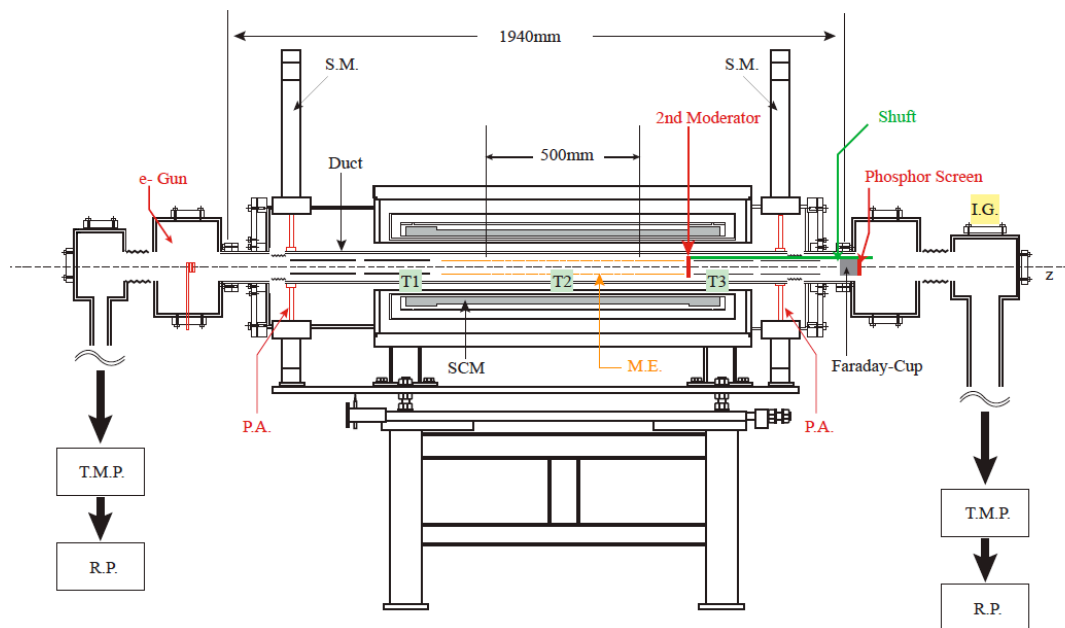


FIGURE 3.7 – Coupe longitudinale du piège.

solidaire le système d'électrodes peut être mis en froid, $T \sim 50$ K. Ceci permet d'avoir un meilleur vide augmentant la durée de vie des positons s'annihilant sur le gaz résiduel. D'autre part, le meilleur vide améliore le temps de confinement des plasmas, en réduisant l'interaction du gaz résiduel avec les particules du plasma [87] (voir partie 4.1.2).

L'alignement de l'axe de symétrie des électrodes avec l'axe magnétique se fait à l'aide de quatre bras, un vertical et un horizontal à chaque extrémité du tube à vide. Leur position est ajustable à $10 \mu\text{m}$ près sur un intervalle de 4 mm. Un mauvais alignement de l'axe électrique avec l'axe magnétique entraîne une force de dérive ExB dégradant le temps de confinement du plasma dans le piège.

Le bobinage est mis en froid via une pompe cryogénique. Il est entouré d'un écran thermique sous vide. Un second écran thermique se trouve autour du tube à vide pour être maintenu à ~ 10 K (au centre). L'asymétrie longitudinale du piège est due à la présence de la pompe cryogénique de cet écran thermique.

3.2.2 Le jeu d'électrodes

Description

Les puits de potentiel confinant les particules sont créés par un jeu d'électrodes annulaires placées le long de l'axe magnétique. Le piège est constitué de 27 électrodes numérotées de -13 à 13. Les électrodes sont en cuivre sans oxygène³ et plaquées d'or. Les électrodes aux extrémités du piège -13, -12, -11 (13, 12 et 11) ont des longueurs respectives de 270, 270 et 160 mm. Les autres ont une longueur de 20 mm séparées par un interstice de 3 mm, leurs diamètres intérieurs et extérieurs sont respectivement 38 et 40 mm. Les électrodes -2 et 2 sont segmentées en 4 parties pour appliquer un champ électrique rotatif (voir partie 2.1.3). Les 21 électrodes centrales et les longues électrodes -11 et 11 sont liées au même support. Les électrodes -13 et -12 (respectivement 12 et 13) sont sur un autre support (voir figure 3.8).

Les trois supports : amont, central et aval, sont en cuivre plaqué or. Ils ont une coupe en V. Chaque petite électrode est logée dans un dégagement du support central où elle est isolée électriquement du support par une pièce de Macor. Trois anneaux solidaires du support assurent le contact avec la chambre à vide de l'aimant. L'alimentation des électrodes se fait via un trou sous le support. Un bornier à chaque extrémité du support central regroupe les câbles coaxiaux alimentant les électrodes. Des câbles coaxiaux sont aussi utilisés entre les borniers et les traversées électriques à chaque extrémité du piège.

3. Ce matériau est couramment utilisé pour son excellente conductivité thermique et électrique à basse température



FIGURE 3.8 – Haut : Support central des électrodes. Bas : Les trois supports assemblés.

3.2.3 Circuit électrique

La figure 3.9 montre le circuit électrique alimentant les électrodes et la distribution de potentiel sur l'axe faisceau. L'électrode -13 permettant d'accélérer les particules dans le piège est alimentée indépendamment des autres électrodes. Le puits de potentiel des électrons est formé par un pont de résistances entre les électrodes -12 à 5. Les électrodes -12 et -11 respectivement 3,4 et 5 sont mises au même potentiel. Le pont de résistance est alimenté par trois alimentations haute tension, une à chaque extrémité du puits et une au niveau du fond du puits de potentiel. Pour former un puits parabolique, la suite de résistances entre chaque électrode depuis le fond jusqu'aux extrémités doit être :

$$(2n + 1)R \quad (3.2)$$

où n est le nombre d'intervalles depuis l'électrode centrale du puits. R vaut $10\text{ k}\Omega$ dans le piège de RIKEN. La limite inférieure de R est définie par le courant maximum qui peuvent délivrer les alimentations électriques. Le second puits pour les positons est formé par les électrodes 6 à 11. Pour ce puits, $R=220\text{ k}\Omega$. Les deux extrémités sont connectées à la même alimentation. En effet, après l'accumulation des positons, le puits doit être élevé au dessus de 0V . Pour que les extrémités aient le même potentiel lors de cette élévation, il est nécessaire qu'une seule alimentation contrôle les deux côtés. L'aval du piège avec le remodérateur est connecté à une alimentation indépendante.

La forme du puits de potentiel sur l'axe magnétique dépend en outre du nombre d'électrodes appliquant le potentiel de chaque extrémité. Soit un puits parabolique de 1000V de profondeur créé par 15 électrodes. La première et la dernière électrodes sont portées à un potentiel de $V_{ext} = -1200\text{ V}$. La huitième électrode correspond au fond du puits, elle est portée à $V_{bottom} = -200\text{ V}$. La figure 3.10 représente les distributions de potentiel sur les électrodes et sur l'axe du piège. La distribution sur l'axe est parabolique mais la profondeur effective du puits est de $\sim 800\text{ V}$. En dupliquant le potentiel V_{ext} sur deux électrodes supplémentaires à chaque extrémité, la profondeur de puits est alors 1000 V .

Contrôle des alimentations

Les alimentations sont des amplificateurs haute tension. Ils sont commandés en analogique par des convertisseurs numérique/analogique (DACs). Ils sont pilotés en tension $\pm 10\text{V}$ et leur gain est de 300. Un filtre passe-bas de constante de temps $RC=1\text{ ms}$ entre chaque DAC et son amplificateur permet de réduire le bruit de la consigne d'un facteur 10. L'amplitude du bruit mesuré après le filtre est de $V_{cc} \sim 2\text{ mV}$. L'amplitude du bruit mesuré en sortie des amplificateurs haute tension est de l'ordre de 50 mV . La précision des DACs est de l'ordre de 2.4 mV (12 bits), la précision de la tension générée par des amplificateurs est alors de 0.7 V .

Le bruit sur les électrodes peut exciter les modes d'oscillations du plasma, conduisant à un échauffement du plasma. Ceci se traduit par une baisse du temps de vie du plasma dans le piège.

Les amplificateurs sont commandés depuis une interface Labview. Les consignes sont distribuées de façon séquentielle aux alimentations. Cette séquence d'ordres commande aussi les positions du modéra-

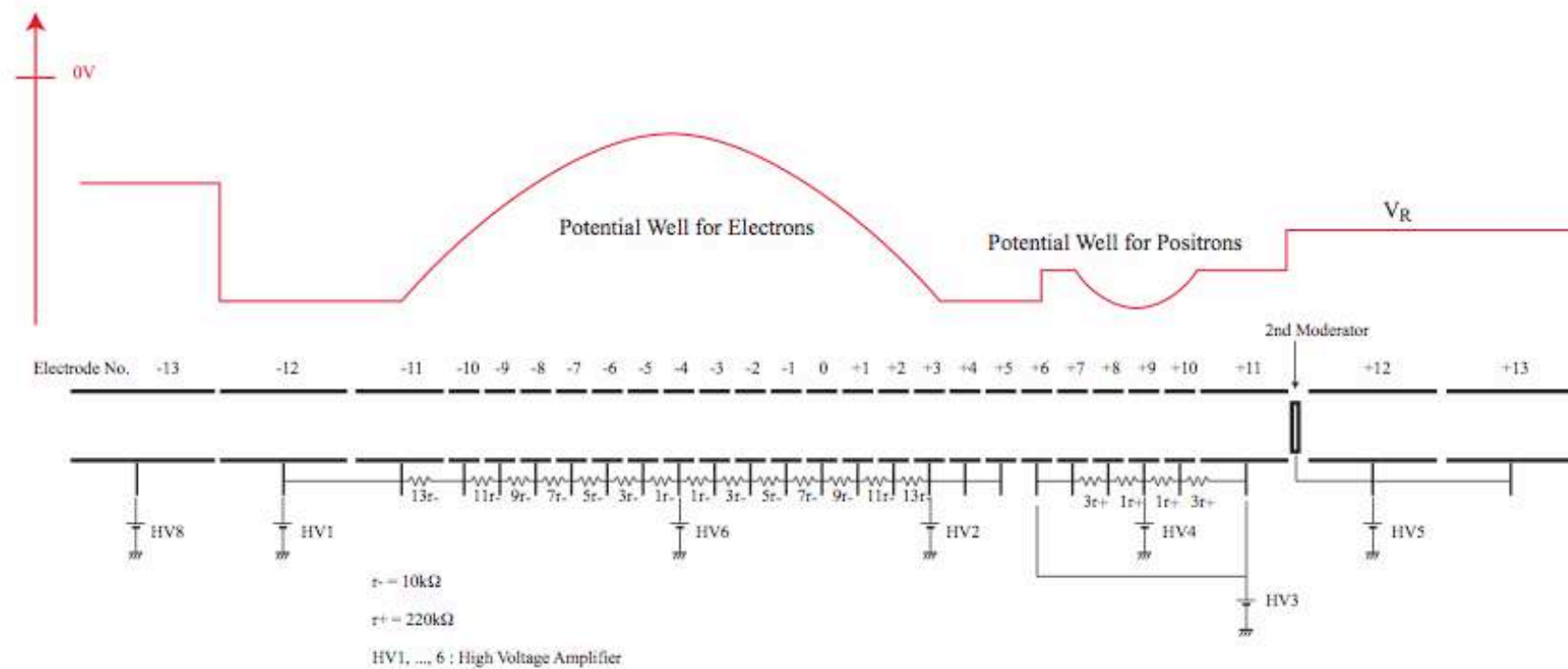


FIGURE 3.9 – Haut : Distribution du potentiel électrique sur l'axe faisceau. Bas : Schéma du pont de résistances des électrodes.

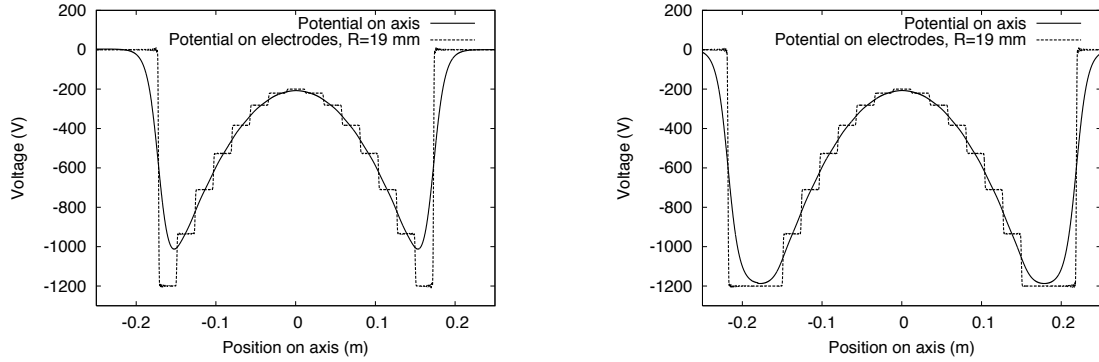


FIGURE 3.10 – Distribution des potentiels sur les electrodes et sur l'axe du piège pour former un puits parabolique selon le nombre d'électrodes aux extrémités.

teur en tungstène et du canon à électrons (voir partie 3.2.4 et 3.2.5), et le déclenchement de la caméra en aval du piège pour la mesure du diamètre du plasma (voir partie 3.2.6).

Un temps mort a été mesuré entre chaque consigne. Il fluctue de 10 ms à 25 ms. Compte tenu des temps de montée des amplificateurs $30\text{V}/\mu\text{s}$, on ne peut élever le puits de potentiel des positons sans le déformer. Les extrémités de ce puits sont donc biaisées par la même alimentation pour l'élever sans perte de charge pour le plasma.

3.2.4 Le modérateur tungstène

On utilise un modérateur en tungstène monocristallin à la fin du piège pour obtenir un faisceau monochromatique de positons dans le piège. Les positons injectés dans le tungstène sont ralentis dans le métal jusqu'à l'énergie thermique. Les positons thermalisés en profondeur s'annihilent dans le tungstène, alors que les positons atteignant la surface peuvent être ré-émis dans le vide. En effet, le tungstène a la propriété d'avoir une fonction de travail négative pour les positons. Elle correspond à la différence de potentiel entre la surface et l'extérieur du métal. Cette différence de potentiel entraîne l'éjection des positons proches de la surface dans le vide. Cette propriété, commune à certains métaux, permet la ré-émission de positons lents et mono-énergétiques [17]. La haute densité du tungstène permet aux positons de se thermaliser à proximité de la surface, ce qui augmente la fraction de positons ré-émis dans le vide. La forme monocristalline du tungstène minimise le nombre de défauts qui sont des pièges à positons. Les positons ré-émis ont une énergie de 3 eV avec une faible dispersion ~ 0.3 eV. De plus, la distribution angulaire des positons est piquée autour de la normale de la surface.

Géométrie

Ce modérateur est un disque de tungstène monocristallin de 10 mm de diamètre et d'environ 0.5 mm d'épaisseur. Il est fixé sur un support rotatif se trouvant entre le support central des électrodes et le support aval, c'est-à-dire entre les électrodes 11 et 12. Une photographie du système est montrée dans la figure 3.11. Ce support, formant un sixième de disque, a deux positions. La première place le remodérateur sur l'axe faisceau, la seconde le désaxe pour laisser un trou de 15 mm de diamètre à la place. Ceci permet l'éjection des plasmas vers l'aval du piège.

Recuit

Le recuit du cristal de tungstène améliore son efficacité de modulation des positons. Il réorganise la structure cristalline pour supprimer les défauts, notamment les lacunes pouvant piéger les positons. D'autre part, il permet de nettoyer sa surface de contaminants tel le carbone. En effet, les propriétés de ré-émission des positons dans le vide dépendent de la qualité de la surface du tungstène [83]. Un

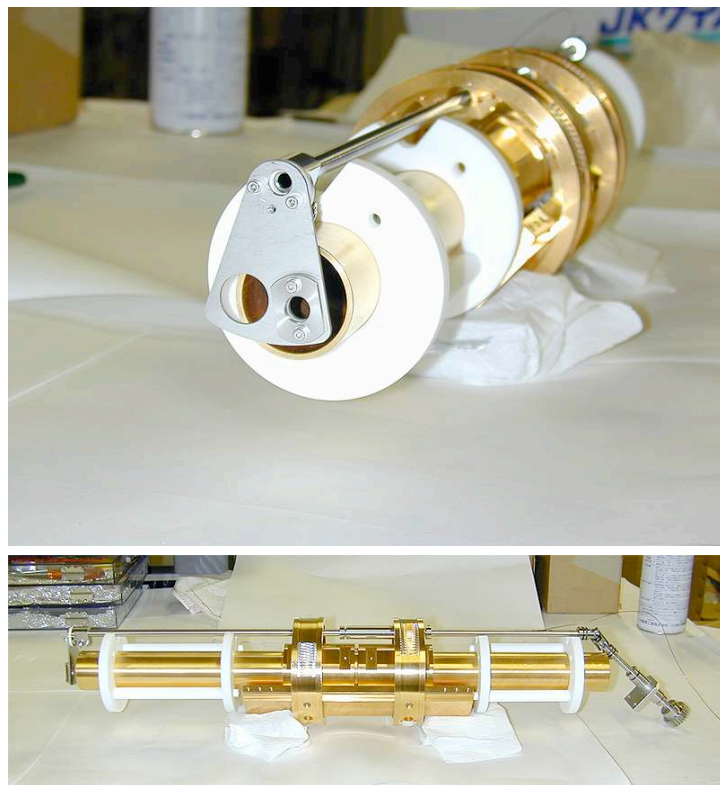


FIGURE 3.11 – Haut : Vue du support du modérateur en tungstène. Le modérateur n'est pas installé. Bas : Support des électrodes 12, 13 et de l'axe de rotation du porte modérateur.

recuit du modérateur a été nécessaire du fait de sa longue durée d'exposition à l'air ambiant. De plus, sa surface a été contaminée lors de son utilisation comme coupe de Faraday pour les ions lors des expériences d'Oshima. Le recuit consiste à chauffer le tungstène à des températures supérieures à 1800°C sous vide [79]. De plus, un chauffage à $T \sim 1000^{\circ}\text{C}$ du tungstène sous oxygène à une pression de l'ordre de 10^{-6} mbar permet une meilleure décontamination du carbone à la surface [84]. En effet, celui-ci diffuse à la surface à cause de la température et forme alors des composés CO ou CO_2 avec l'oxygène ambiant.

Tout d'abord, la surface du tungstène a été polie par électrolyse dans une solution d'hydroxyde de sodium NaOH. Puis le cristal a été chauffé sous vide par un faisceau d'électrons. Le dispositif est présenté dans la figure 3.12. Il est composé d'une grille de tungstène utilisée pour l'émission d'électrons et d'un panier en tungstène rectangulaire où est maintenu le modérateur. Ses dimensions sont 1 cm sur 3 cm. Le tout est placé dans un bouclier thermique composé de trois cloches en tungstène, molybdène puis tantale.

Le circuit électrique du système est dans la figure 3.12,d. On applique un courant de chauffage dans la grille pour qu'elle émette des électrons. On augmente lentement le courant de chauffage, i.e. l'émission d'électrons pour garder une pression de l'ordre de 10^{-7} mbar dans le four. En effet, le recuit entraîne un dégazage important dans la chambre à vide. Le courant maximal utilisé est de 13,9 A (6,7 V aux bornes de la grille). Une différence de tension de 1,2 kV est appliquée entre la grille et le modérateur pour injecter les électrons dans le cristal. A cette tension et pour ce courant de chauffage, la mesure du courant d'électrons émis est de 130 mA. La puissance de chauffage du modérateur est alors de $P_{elec}=156$ W.

Le tungstène est considéré comme un corps gris d'émissivité ϵ_W dépendant de la température. Dans l'intervalle de température [2000;3400] K, l'émissivité du tungstène peut être ajustée par un polynôme [85] :

$$\epsilon_W(T) = -0.1342 + 2.573 \times 10^{-4} - 3.481 \times 10^{-8} \quad (3.3)$$

Un calcul simple utilisant la loi de Stefan-Boltzmann donne la température atteinte à l'équilibre ther-

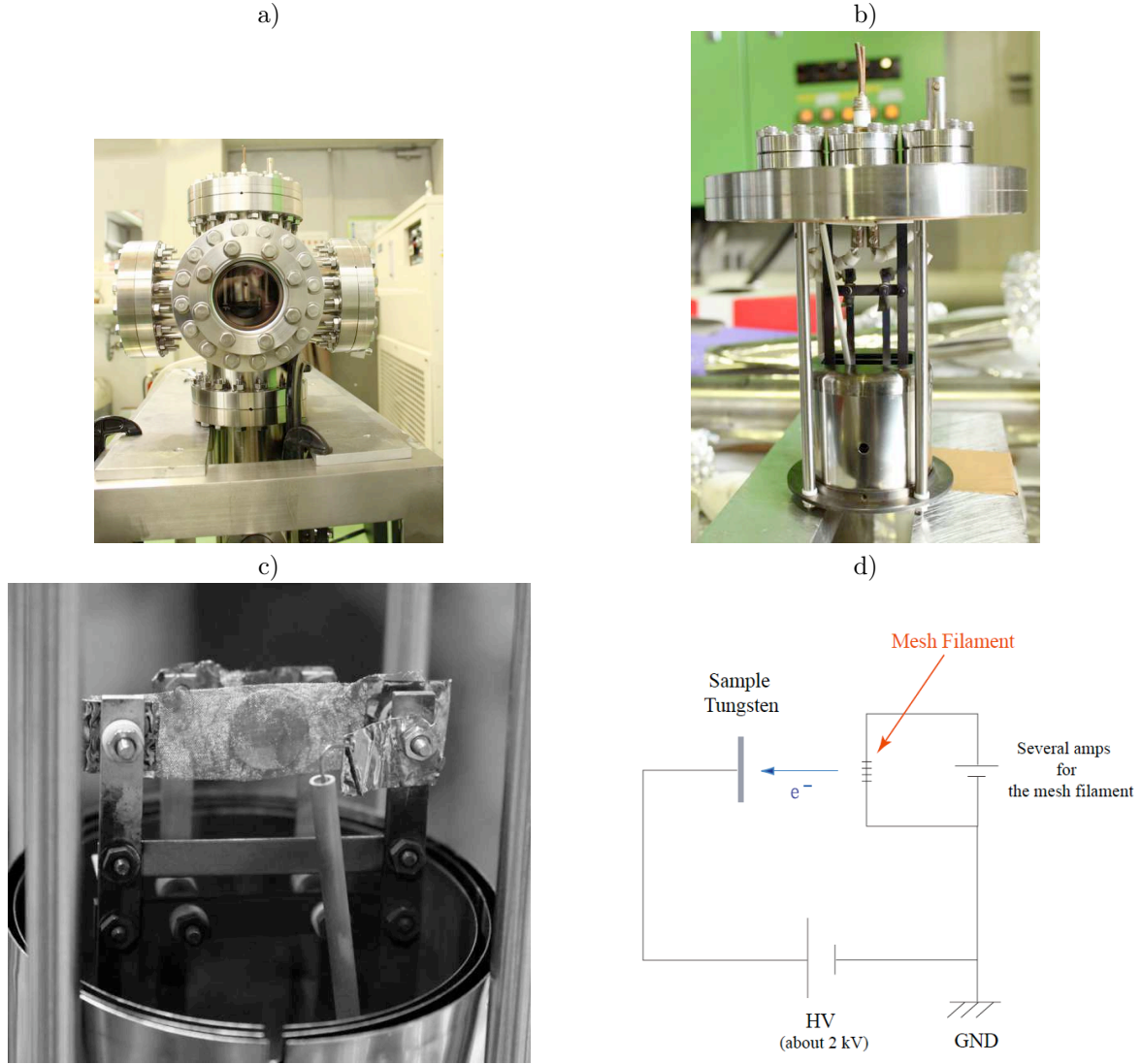


FIGURE 3.12 – a) Chambre à vide du four. b) Dispositif de recuit du modérateur solidaire d'une bride CF100 où se trouvent les traversées électriques. En bas est situé le bouclier thermique. c) Modérateur dans le panier en tungstène. Les trois parois du bouclier sont clairement visibles. La grille de tungstène émettant les électrons est située derrière le panier. d) Circuit électrique du montage.

mique, en considérant la puissance de chauffage P_{elec} :

$$P_{elec} = S_W \sigma T^4 \epsilon_W(T) \quad (3.4)$$

où S_W et σ sont respectivement la surface du panier en tungstène et la constante de Stefan. La température à l'équilibre est de 1800°C . Le modérateur a été chauffé à cette température pendant 30 min. Puis le chauffage est descendu à zéro en 12 heures pour un refroidissement lent du modérateur. A 1000° , on injecte de l'oxygène à une pression de 3×10^{-7} mbar pendant une heure.

3.2.5 Le canon à électrons

Le canon à électrons est utilisé pour la création du plasma d'électrons. Il est situé en amont du piège, à 1.2 m du centre du piège. Celui-ci est placé sur un bras permettant de le désaxer pour laisser passer les positons dans le piège. Lors de l'émission d'électrons, il est centré sur l'axe magnétique du piège. Le canon est composé de trois électrodes et d'une cathode imprégnée chauffée à l'aide d'un filament de

tungstène. La cathode est logée dans la première électrode. La seconde sert d'électrode extractrice, la troisième est à la masse. Le schéma du canon se trouve figure 3.13.

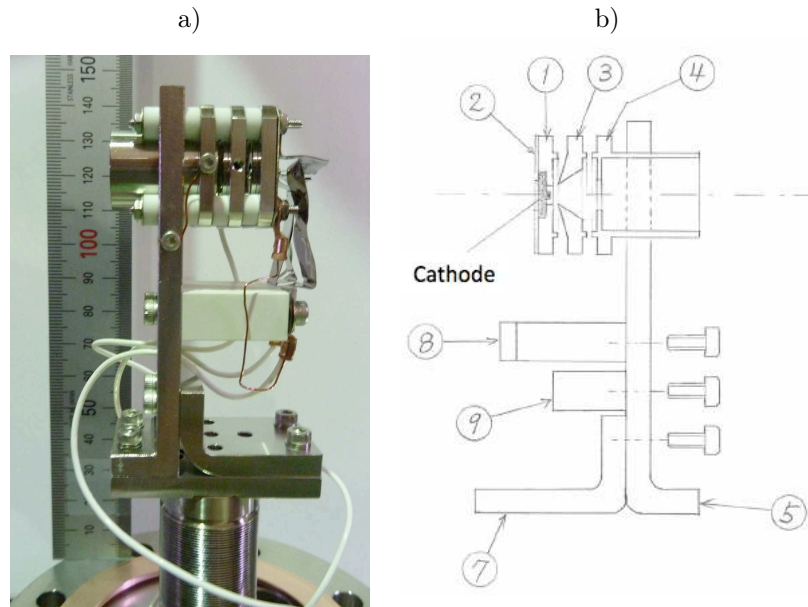


FIGURE 3.13 – a) Photo du canon à électrons. b) Schéma du canon à électrons. (1) électrode de la cathode, (3) électrode extractrice, (4) électrode à la masse.

Le courant nominal de chauffage du filament est de 300 mA (6V aux bornes du filament). Le chauffage est maintenu durant toute l'expérience pour garder constante la température du filament, i.e son pouvoir d'émission. Le potentiel de la cathode V_{cath} fixe l'énergie cinétique des électrons émis. L'énergie des électrons est $V_{cath} + \beta_-$ où $\beta_- = 2.6$ eV est la fonction de travail de la cathode. La dispersion en énergie est de l'ordre de l'eV [86].

La différence de potentiel positive appliquée entre l'électrode extractrice V_{grid} et la cathode V_{cath} permet l'émission des électrons. Inversement, elle est rendue négative lorsqu'on veut inhiber l'émission d'électrons dans le piège.

La cathode est portée à un potentiel de l'ordre du kilovolt pour injecter les électrons dans le piège. Les figures 3.14 montrent le courant mesuré sur le modérateur tungstène lorsque toutes les électrodes du piège sont biaisées à -50V. Pour une différence de potentiel de 5V, le courant entré dans le piège se stabilise à $-125 \mu A$ à partir de $V_{cath} = -400V$ (figure 3.14,a). Ceci s'explique par la présence du miroir magnétique à l'entrée du piège, entraînant une grande dispersion d'énergie longitudinale. Pour $V_{cath} = -1040V$, le courant émis dans le piège est constant pour une différence de potentiel $V_{grid} - V_{cath}$ inférieure à 15V. Le pouvoir d'extraction augmente au delà de 15V.

La cathode du canon doit être portée à un potentiel de l'ordre du kilovolt tout en étant chauffée. Pour cela, l'alimentation de chauffage câblée aux bornes du filament est située sur une plate-forme haute tension isolée. Une des bornes du filament est solidaire de l'électrode de la cathode et donc portée au même potentiel. Ce potentiel est celui de la plate-forme. Il est commandé par une alimentation haute tension HV10. Le potentiel de l'électrode extractrice est pilotée par une alimentation haute tension indépendante HV11. Le circuit électrique du système est montré dans la figure 3.15.

Le même canon sera utilisé à Saclay. Le support de la cathode a été changé pour l'implantation d'une nouvelle cathode plus robuste. D'autre part, une seconde alimentation a été ajoutée sur la plate-forme haute tension pour piloter la différence de potentiel entre la cathode et l'électrode extractrice, $V_{grid} - V_{cath}$.

3.2.6 Les diagnostics plasma

Deux types de mesures peuvent être effectuées en fin de piège :

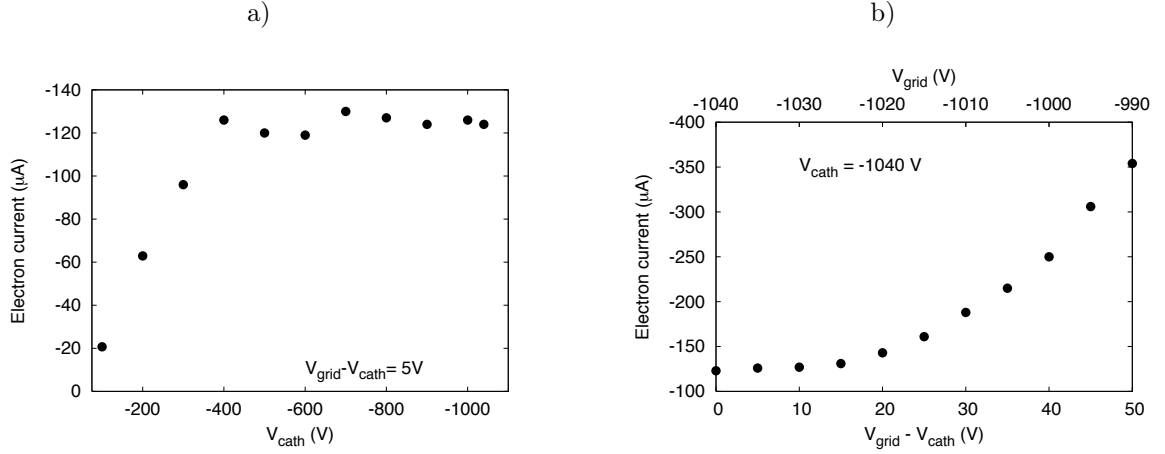


FIGURE 3.14 – Courant émis dans le piège avec toutes les électrodes à -50V. a) Courant émis dans le piège en fonction du potentiel sur la cathode V_{cath} et $V_{grid} - V_{cath} = 5$ V. b) Courant émis dans le piège en fonction de la différence de potentiel $V_{grid} - V_{cath}$ et $V_{cath} = -1040$ V.

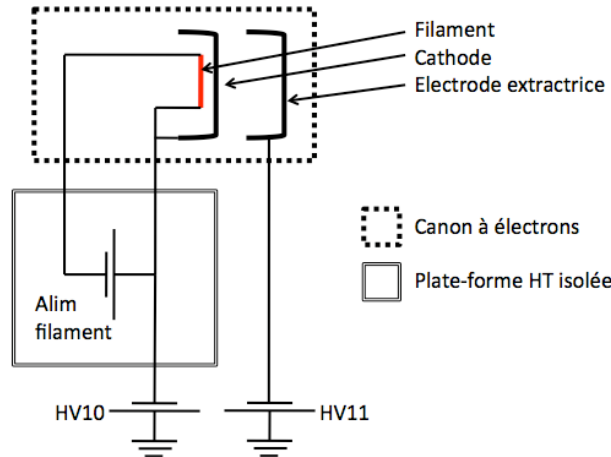


FIGURE 3.15 – Schéma électrique du canon à électrons.

- la mesure de la charge du plasma à l'aide d'une coupe de Faraday
- la mesure du diamètre du plasma à l'aide d'un écran phosphore

Ce sont des mesures par destruction du plasma. Il est possible de déduire les paramètres du plasma par des diagnostics non destructifs en mesurant les modes d'oscillations du plasma. Dans le cas de plasmas de positons, on peut mesurer leur charge en les éjectant sur l'écran phosphore et en détectant les gammas issus de l'annihilation des antiparticules.

Mesure de la charge du plasma

Le modérateur et l'écran phosphore peuvent être utilisés comme coupe de Faraday pour mesurer le nombre total de charges du plasma. Pour cela, le plasma est éjecté sur la coupe de Faraday qui est portée à un potentiel de l'ordre du kilovolt. Le dispositif est représenté dans la figure 3.16.

Comme la coupe est biaisée, le signal est lu via un circuit RC. L'intégrale du signal $V(t)$ divisée par la résistance R du circuit donne la charge du plasma. Le nombre total de particules N est donné par

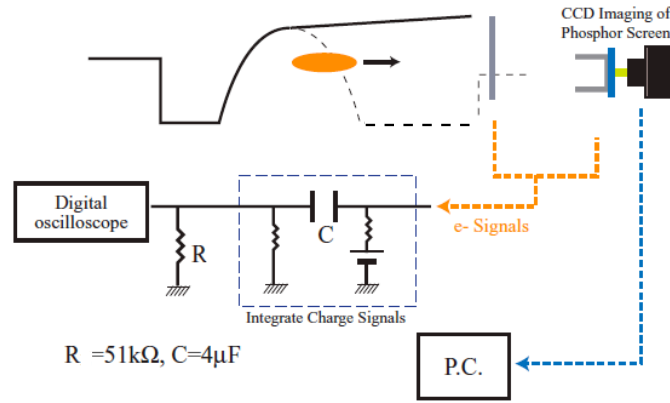


FIGURE 3.16 – Diagnostics plasma. Le modérateur tungstène est représenté en gris.

l'expression :

$$N = \frac{1}{Re} \int V(t) dt \quad (3.5)$$

où e est la charge élémentaire. Lors des expériences, l'intégrale du signal était donnée par un oscilloscope en μVs et $R=51 \text{ k}\Omega$, soit $1 \mu\text{Vs}$ pour 1.22×10^8 électrons. La durée du signal est typiquement de quelques millisecondes, ce qui correspond au temps de montée du potentiel de l'extrémité aval du puits. Les erreurs systématiques sont dues à la précision de la résistance utilisée $\pm 1\%$ et à la précision du mode d'intégration de l'oscilloscope, de l'ordre de $0.1 \mu\text{Vs}$. Il n'est donc possible de mesurer la charge d'un plasma de l'ordre de 10^7 particules. L'erreur due à l'intégration est négligeable pour des plasmas de charge supérieure à 10^9 électrons. L'erreur systématique due à la résistance est de 1% .

Mesure du diamètre du plasma

En aval du piège se trouve un écran au phosphore de 26 mm de diamètre dans un plan orthogonal à l'axe faisceau. Ce dispositif est constitué de trois couches minces successives : une d'oxyde d'indium-étain, une de phosphore et une d'aluminium (voir photo 3.17). Les particules doivent avoir une énergie cinétique de l'ordre du keV pour initier la phosphorescence, la première couche est biaisée à un potentiel de $\pm 2 \text{ kV}$, la polarité dépendant de la nature des particules. L'écran est situé à 91 cm du centre du piège. A cette position, la mesure du champ magnétique est de $B_{PS} = 50.5 \pm 0.5 \text{ mT}$.

Le diamètre du plasma est alors dix fois plus grand qu'au niveau du piège. En effet, le flux magnétique est considéré constant suivant l'axe magnétique :

$$\begin{aligned} \Phi &= \pi r_p^2 B_T = \pi r_s^2 B_{PS} \\ r_p &= r_s \sqrt{\frac{B_{PS}}{B_T}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

où $B_T = 5 \text{ T}$ est le champ magnétique dans le piège.

$$r_p = 0.10 \times r_s \quad (3.7)$$

Le rayon du plasma r_p est déduit du rayon de la tache lumineuse r_s par l'équation 3.7. L'intensité lumineuse I_z est mesurée par une caméra CCD. Le bruit de fond mesuré de la caméra $I_{z,bg}$ est uniforme suivant l'axe horizontal Ox mais linéaire suivant l'axe vertical Oy . La tache lumineuse est considérée comme une projection du plasma sur l'écran phosphore. Le plasma est considéré de forme ellipsoïdale de densité uniforme. La projection du signal suivant Ox est alors :

$$P_{I_z}(x) - P_{I_{z,bg}}(x) = A \left(1 - \left(\frac{x}{r_s} \right)^2 \right) \quad (3.8)$$

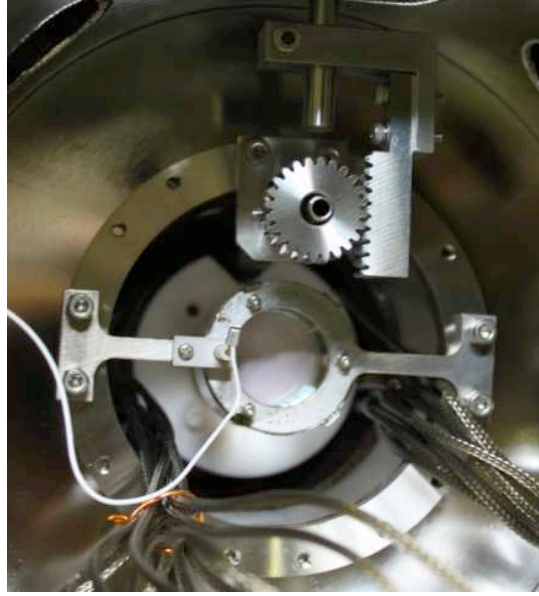


FIGURE 3.17 – Photographie de l'écran phosphore depuis l'aval du piège. L'engrenage et la crémaillère appartiennent au mécanisme de déplacement du modérateur en tungstène.

Le signal est ajusté avec une fonction parabolique. Le diamètre de la tache $2r_s$ est donné par l'intersection de la parabole avec le bruit de fond uniforme.

$$2r_s = n_{px} \times \chi \quad (3.9)$$

où n_{px} et χ sont respectivement le nombre de pixel entre les deux intersections et le rapport de conversion pixel/ μm .

Le signal typique observé est montré dans la figure 3.18. Le signal est bien ajusté, à l'exception des extrémités de la tache. Ceci s'explique par la présence d'un halo à la frontière du plasma, dû à la diffusion du plasma. La tache est visible pour des plasmas de plus de 10^9 particules.

Les erreurs systématiques de la mesure du rayon du plasma sont dues à :

- l'imprécision de la mesure du champ magnétique au niveau de l'écran phosphore due à l'incertitude de la position de l'instrument de mesure. L'erreur est estimée à $\Delta B_{PS}=0.5$ mT.
- la pixelisation de l'image de la tache faisceau. Un pixel correspond à $\chi=200\pm 4$ μm . La conversion pixel/ μm est déduite de la mesure du diamètre de l'écran phosphore.
- l'ajustement du signal avec une parabole. La précision de la position des intersections de la parabole avec le bruit de fond est de $\Delta n_{px}=1$ pixel.

L'erreur systématique totale Δr_p^{sys} est estimée de l'ordre de $\Delta r_p^{sys}/r_p = 7\%$.

L'ouverture de l'obturateur de la caméra CCD est synchronisée avec l'éjection du plasma, c'est-à-dire l'élévation de la partie aval du puits de potentiel. Le temps de pause étant de 50 ms, la synchronisation ne peut se faire avec le programme séquentiel de contrôle des électrodes, à cause des fluctuations temporelles entre chaque ordre. La synchronisation se fait alors par commutation de la consigne en entrée de l'amplificateur pilotant la partie aval du puits de potentiel. La consigne est changée en 0 V en utilisant un transistor. Un même signal TTL déclenche la commutation et l'ouverture de l'obturateur.

D'autre part, l'éjection se fait en une dizaine de μs , soit un temps négligeable devant le temps d'évolution du plasma (voir partie 4.1.2).

Mesure de la densité

L'expression de la densité d'un plasma ellipsoïdal est :

$$n = \frac{3N_e}{4\pi a r_p^3} \quad (3.10)$$

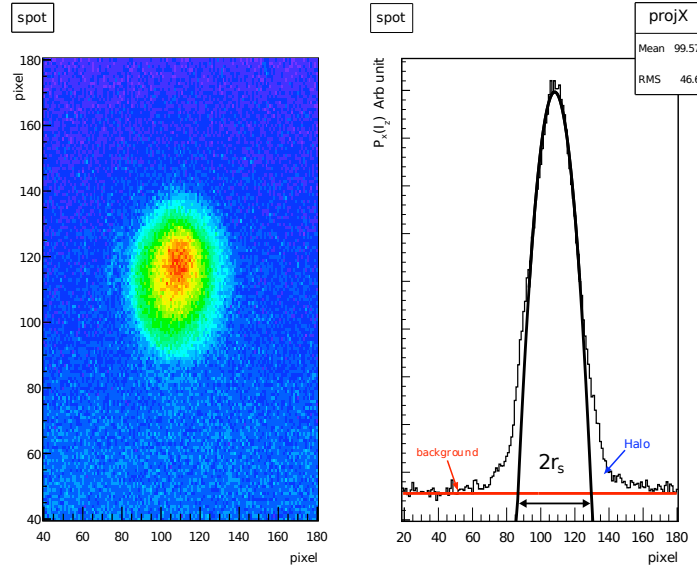


FIGURE 3.18 – Gauche : Photo de la tache faisceau d'un plasma de 10^9 électrons. L'échelle est 1 pixel = $200 \mu\text{m}$. Droite : Projection sur l'axe Ox à l'ordonnée du maximum du signal. Le bruit de fond et le signal sont ajustés respectivement par une constante et une parabole. Le rayon du plasma est $r_p=450 \mu\text{m}$.

où N_e est le nombre total de charges du plasma. La mesure de la densité est un problème à cinq inconnues (r_p , α , n , N_e , ω_z) avec deux équations (2.40 et 3.10). Connaissant les paramètres du piège fixant la pulsation ω_z (equ. 2.23), on peut déterminer la densité du plasma en mesurant le nombre total de charge N_e et le rayon du plasma r_p .

Une seconde analyse prend en compte le fait qu'une partie de la charge mesurée appartient au halo du plasma et ne peut donc être considérée dans le calcul de la densité :

$$N_e^{\text{measure}} = N_e^{\text{plasma}} + N_e^{\text{halo}} \quad (3.11)$$

La contribution de la charge dans le halo est déterminée à l'aide de la mesure du rayon de la tache du plasma sur l'écran phosphore. Pour chaque pixel, l'intensité lumineuse de la tache est considérée comme proportionnelle au nombre de charge injecté dans l'écran phosphore. La contribution du halo est donc déduite de la soustraction de l'intégrale de la parabole issue de l'ajustement dans l'intégrale du signal :

$$\underbrace{\int (P_{I_z}(x) - P_{I_z,bg}(x)) dx}_{\propto N_{e^-}^{\text{measure}}} = \underbrace{\int A \left(1 - \left(\frac{x}{r_s} \right)^2 \right) dx}_{\propto N_{e^-}^{\text{plasma}}} + \underbrace{\int f_{\text{halo}}(x) dx}_{\propto N_{e^-}^{\text{halo}}} \quad (3.12)$$

3.2.7 Détection des positons

Un scintillateur NaI est utilisé pour le comptage du nombre de positons annihilés au niveau de l'écran phosphore. Un photomultiplicateur détecte les photons générés dans le cristal. Un guide de lumière est mis en place entre les deux pour éloigner le photomultiplicateur de l'axe faisceau où le champ magnétique est intense. Le scintillateur NaI a une géométrie cylindrique de 51 mm de diamètre et de longueur 51 mm. Il est placé sous la chambre à vide à ~ 8 mm de l'axe faisceau.

Chaîne d'acquisition

La chaîne d'acquisition est montrée dans la figure 3.19. Le signal du photomultiplicateur est amplifié puis passe dans un analyseur temporel (Timing SCA). Il permet de sélectionner les signaux dans le pic de

511 keV. Cette calibration se fait à l'aide d'un analyseur multi-canaux (MCA) permettant de visualiser le spectre en énergie des gammas détectés. Un compteur permet de déterminer le nombre total de gammas détectés lors de la mesure de flux de positons en aval du piège. Le comptage se fait typiquement sur 10 s.

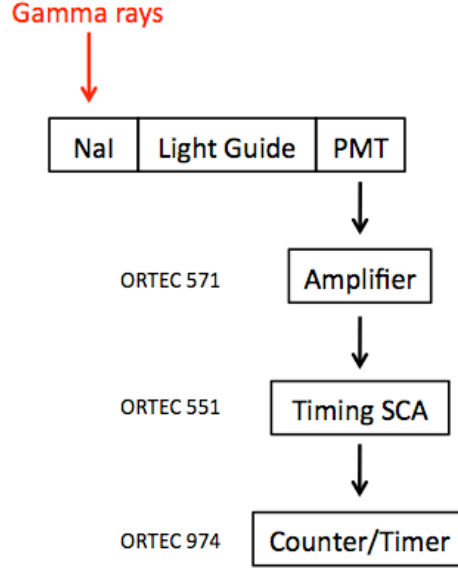


FIGURE 3.19 – Chaîne d'acquisition du signal du scintillateur NaI.

Le bruit de fond est dû aux rayonnements cosmiques et à l'électronique. Il est de ~ 10 coups pour 10 s.

Efficacité de détection

L'efficacité de détection du scintillateur ε_{NaI} est définie comme le rapport entre le nombre d'événements détectés N_{events} et le nombre de positons annihilés N_{e^+} . Cette efficacité s'exprime en :

$$\varepsilon_{NaI} = A \times \varepsilon_i \times P \quad (3.13)$$

où A , ε_i et P sont respectivement l'acceptance géométrique du scintillateur, l'efficacité d'interaction des gammas dans le détecteur et le rapport du pic de 511 keV sur le spectre total. En effet, seuls les événements dans le pic de 511 keV sont considérés.

Les coefficients A , ε_i et P sont déterminés par simulation Monte-Carlo avec Geant4. L'éjection sur l'écran phosphore des positons est simulée. La position des anti-particules est initialisée de façon uniforme dans un ellipsoïde de $100 \mu\text{m}$ de rayon et de demi grand axe de 15 mm. Leur énergie est fixée à 2 keV, correspondant à la différence de potentiel entre le puits où ils sont confinés et le biais sur l'écran phosphore. Leur vitesse est dirigée suivant l'axe du piège. Les positons s'annihilent dans l'écran phosphore et les gammas produits entrant dans le détecteur NaI sont comptés. Le rapport de ce nombre sur le nombre de positons donne l'acceptance géométrique du détecteur, $A = 2.1\%$. La figure 3.20 montre la géométrie du système ainsi la trajectoire de gammas de 511 keV interagissant avec le scintillateur.

Le nombre de gammas perdant de l'énergie dans le détecteur sur le nombre de gammas entrés correspond à l'efficacité d'interaction, $\varepsilon_i = 98.3\%$. La figure 3.21 montre le spectre de l'énergie perdue des gammas dans le scintillateur, issu de la simulation. Le pic de 511 keV correspond aux gammas ayant perdu toute leur énergie dans le scintillateur. Il représente $P = 25.7\%$ du spectre total. Le reste du spectre contient des gammas ayant perdu une partie de leur énergie dans la chambre à vide avant d'interagir avec le NaI ou des gammas ayant perdu une fraction de leur énergie dans le détecteur. En réalité, la largeur du pic de 511 keV observé avec le MCA est de l'ordre de 100 keV à cause de la résolution du détecteur. De ce fait, le rapport P est de l'ordre de 33%. Le spectre en énergie donné par l'analyseur multi-canaux n'a pu être enregistré.

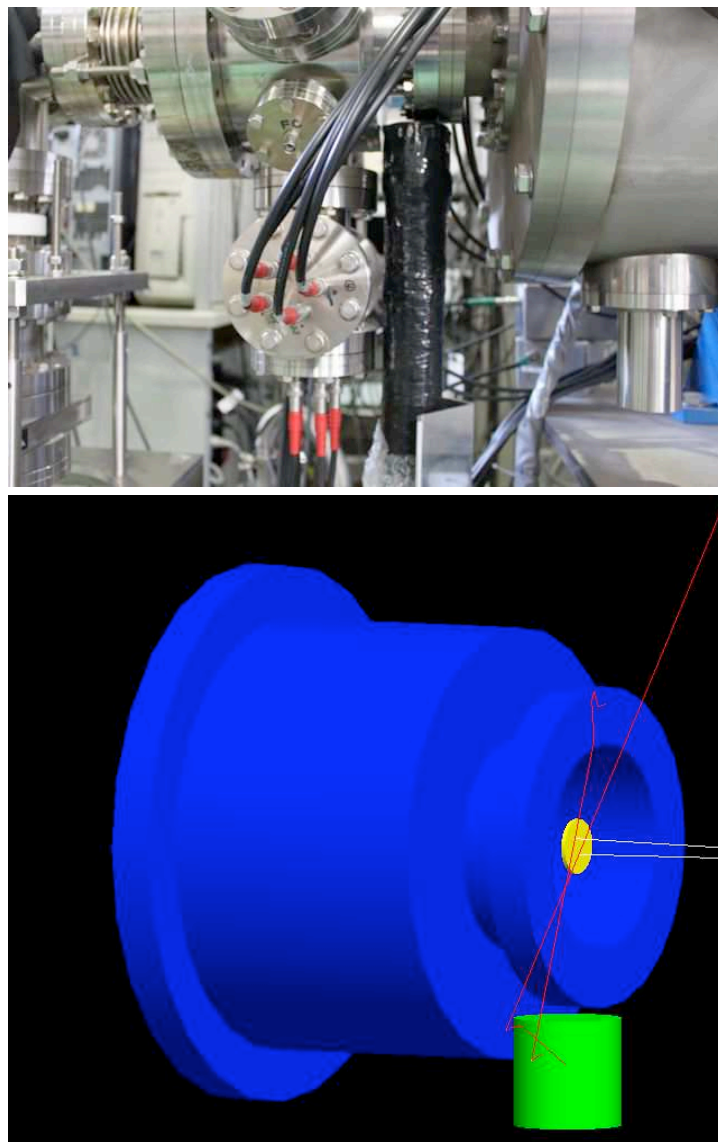


FIGURE 3.20 – Haut : photographie du détecteur (en noir) en dessous de la chambre à vide en aval du piège. Bas : Simulation Geant4 de l'éjection de positons sur l'écran phosphore en jaune. Le scintillateur est en vert. Les trajectoires des positons et des gammas sont respectivement en blanc et en rouge.

L'efficacité de détection en prenant compte des coefficients donnés par la simulation et de la correction de P due à la résolution du détecteur est de $\sim 0.7\%$.

Mesure directe

L'éjection du plasma de positrons sur l'écran phosphore provoque un pulse de gammas. Le signal du photo-multiplicateur est alors directement mesuré avec l'oscilloscope. L'efficacité de détection du NaI est alors de 2%. En effet, il n'y a plus de coupure sur l'énergie déposée des gammas détectés.

L'intégrale du signal du détecteur est proportionnelle au nombre de gammas interagissant avec le NaI, et donc avec la charge du plasma éjecté. La méthode de comptage n'est pas applicable pour des plasmas de l'ordre de $N = 10^6$ e^+ éjectés en 1 ms, certains événements ne pourraient être comptés. En effet, le nombre de gammas interagissant avec le NaI serait de $N \times A \times \varepsilon_i \simeq 2 \times 10^4$ en 1 ms, ce qui correspond à une fréquence de comptage de 20 MHz. Le temps de relaxation du NaI est de 250 ns⁴. L'amplification du

4. donnée du constructeur

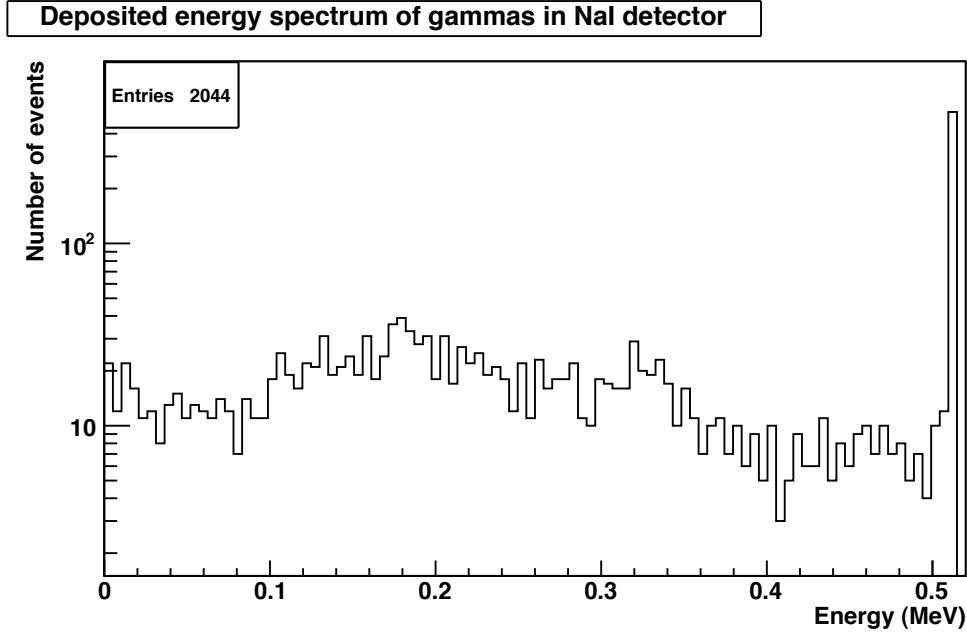


FIGURE 3.21 – Spectre de l'énergie déposée dans le scintillateur NaI des gammas issus de l'annihilation de 10^5 positons.

signal du photo-multiplicateur entraîne un élargissement temporel d'un facteur 4. La fréquence maximale d'acquisition sans *pile-up* est de 1 Mhz. Cette fréquence étant plus faible que la fréquence d'arrivée des gammas, certains événements se chevaucheraient et ne seraient donc pas comptés.

La largeur temporelle du pulse de gammas correspond à la constante de temps τ_{RC} du circuit RC en amont de l'amplificateur haute tension connecté à l'électrode du fond du puits de potentiel (HV4 sur le circuit électrique 3.9). Le signal du photo-multiplicateur est intégré sur un temps de $5\tau_{RC}$. L'efficacité d'accumulation est alors déduite de la mesure du flux de positons entrant dans le piège en utilisant la même méthode. Cette mesure directe du flux se fait en moyennant l'intégrale du signal du photo-multiplicateur sur 1 ms. Typiquement, le flux est moyenné avec 10^5 mesures. Le bruit de fond est essentiellement dû aux rayonnements cosmiques interagissant avec le détecteur et aux bruits électroniques intrinsèque à l'oscilloscope. Sur 1 ms, le bruit de fond dû aux bruits électroniques de l'oscilloscope est de $0.5 \mu\text{Vs}$. Le bruit de fond dû aux cosmiques est mesuré en l'absence de modérateur néon ou en fermant la vanne en amont de la source de positons. La moyenne de l'intégrale du bruit de fond est de $1.5 \mu\text{Vs}$.

Pour un flux de $10^5 e^+/s$, mesuré avec la méthode de comptage, la moyenne de l'intégrale du signal sur 1 ms après soustraction du bruit de fond est de $9 \mu\text{Vs}$. L'erreur statistique est négligeable lors de cette mesure. L'intégrale moyenne du signal d'un gamma est alors de $4.5 \mu\text{Vs}$ en prenant compte de l'efficacité de détection du NaI. L'intégrale du signal est linéaire à l'énergie déposée par un gamma dans le scintillateur. L'énergie moyenne déposée est donnée par la simulation : $\langle E \rangle = 297 \text{ keV}$.

Le nombre de positons éjectés est déduit de l'intégrale du signal du pulse de gammas. Sa correspondance en nombre de gammas détectés est donnée par simulation en prenant compte du spectre d'énergie déposée dans le détecteur. Considérons 40 gammas détectés dans le NaI. L'énergie moyenne déposée est de 11.9 MeV correspondant à un signal d'intégrale de $180 \mu\text{Vs}$. La déviation standard de la distribution est de 1.05 MeV, soit $16 \mu\text{Vs}$. Pour un signal $180 \mu\text{Vs}$, cette déviation correspond à une erreur sur le nombre de gammas de $40 \pm 4 \gamma$. La figure 3.22 représente l'énergie déposée par 40 gammas.

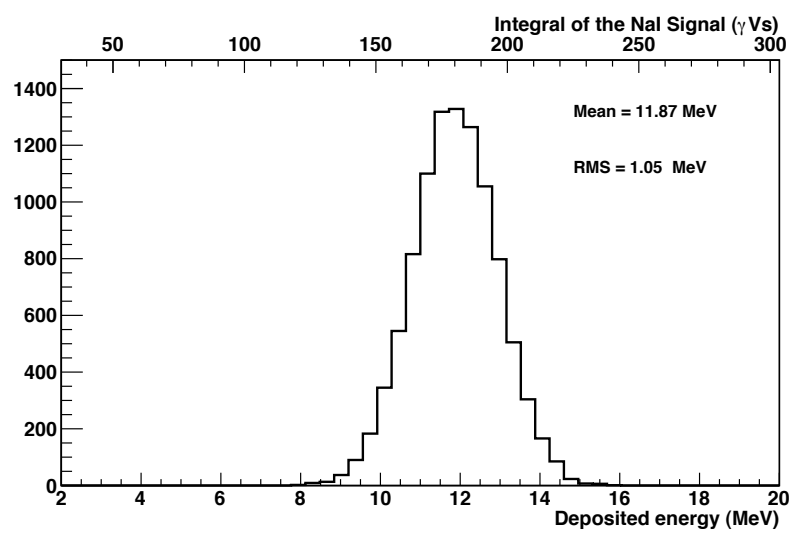


FIGURE 3.22 – Histogramme de l'énergie déposée par 40 gammas dans le NaI.

Chapitre 4

Expériences menées à RIKEN

Les expériences menées à RIKEN ont pour but de comprendre les différents points clés de l'accumulation de positons avec un faisceau continu et de connaître l'appareillage en vue de son implantation à Saclay. Ce travail s'inscrit dans la mise en place d'une nouvelle technique d'accumulation avec faisceau pulsé. Les expériences ont porté sur les propriétés du plasma d'électrons et sur le stockage de positons.

4.1 Plasma d'électrons

Le plasma d'électrons, utilisé comme modérateur pour les positons, est un élément prépondérant dans la technique d'accumulation de N. Oshima. Il est donc fondamental de déterminer ses paramètres et optimiser sa mise en place. Lors du fonctionnement en électrons, seul le puits de potentiel des électrons est utilisé. Il est formé par les électrodes -12 à +5. Les électrodes +6 à +11 sont mises à la masse. L'électrode -13 est portée à un potentiel de -800V. Les extrémités amont et aval du puits sont biaisées respectivement à V_{left} et V_{right} . Le potentiel au fond du puits est V_{bottom} . La demi-longueur du puits est $L = 16.1$ cm. La figure 4.1 montre la distribution de potentiel pendant l'injection d'électrons, puis pendant le temps de confinement et enfin à l'éjection du plasma. Les temps des deux premières étapes sont respectivement t_{inj} et t_{hold} . L'éjection se fait en $\sim 100 \mu s$.

4.1.1 Formation du plasma

La technique d'accumulation est décrite dans la section 2.2.1. La mise en place du plasma dépend de différents paramètres, tels que le courant d'électrons émis pendant l'injection et la distribution de potentiel lors de l'injection. Le tableau 4.1 regroupe les différents paramètres de la formation du plasma d'électrons.

TABLE 4.1 – Paramètres de la formation de plasma d'électrons

Paramètre	symbole	valeurs typiques
courant émi dans le puits	I_e	$30 \mu A$
biais de la cathode du canon (HV10)	V_{cath}	-1040 V
potentiel de la grille du canon (HV11)	V_{grid}	-1020 V
profondeur du puits de potentiel	ΔV	1000 V
potentiel de l'extrémité amont du puits lors de l'injection	V_{gate}	-1000 V
potentiel du fond du puits	V_{bottom}	-200V
potentiel des extrémité du puits	V_{left} et V_{right}	-1200 V
temps d'injection	t_{inj}	[0.1; 20] s
temps de confinement	t_{hold}	[1; 1000] s

Lors du tir du canon à électrons dans le piège, le puits de potentiel où sera confiné le plasma est déformé en amont pour laisser entrer les électrons. Pour cela, on élève le potentiel à l'extrémité amont du puits. Soit V_{gate} la valeur de ce potentiel à l'injection. Le potentiel V_{gate} doit être supérieur à V_{cath}

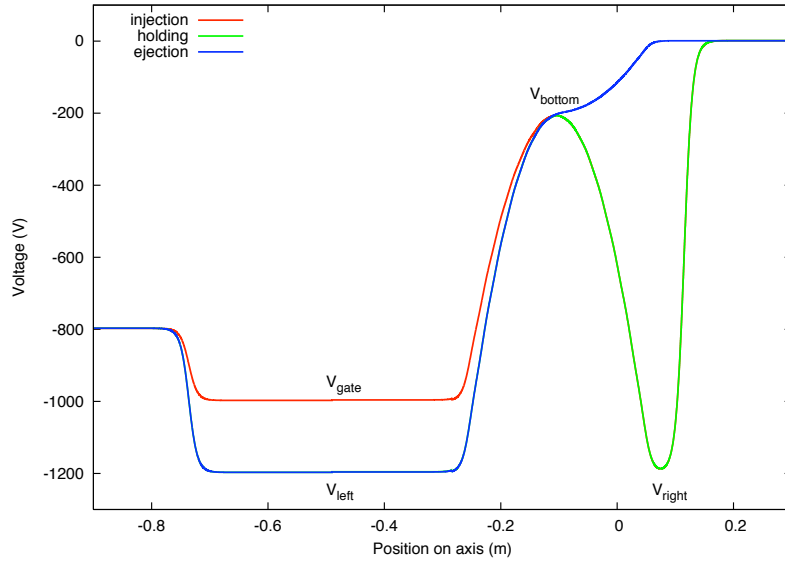


FIGURE 4.1 – Distribution du potentiel créé par les électrodes sur l'axe magnétique pendant l'injection d'électrons, pendant le temps de confinement et à l'éjection du plasma. Le potentiel créé par le plasma n'est pas pris en compte.

pour que les électrons puissent entrer dans le puits. Le potentiel de l'extrémité aval du puits V_{right} doit être inférieur à V_{cath} pour que les électrons ne traversent pas le puits.

Courant d'électrons entrant dans le puits

Le courant d'électrons entrant dans le puits est mesuré pour connaître l'efficacité d'accumulation. Elle correspond au rapport du nombre d'électrons accumulés sur le nombre d'électrons injectés dans le puits. Ce courant d'électrons dépend de V_{gate} ainsi que des tensions appliquées sur le canon (voir partie 3.2.5). Il est mesuré pour différents jeux de paramètres (V_{grid} , V_{gate}). Les mesures sont reportées dans la figure 4.2. Pour cela, seule la partie amont du puits est mise en place, l'extrémité aval est mise à zéro (comme lors de l'éjection du plasma). Le courant d'électrons entrant dans le puits est alors mesuré sur le modérateur tungstène. Le potentiel de la cathode est fixé à $V_{cath} = -1040$ V. Pour V_{gate} fixé, le courant émis dans le puits, augmente avec V_{grid} , on retrouve le comportement observé dans la partie 3.2.5. Pour V_{grid} fixé, le courant émis augmente avec V_{gate} . En effet, seuls les électrons d'énergies longitudinales supérieures à $|eV_{gate}|$ peuvent passer à travers la barrière de potentiel V_{gate} et entrer dans le puits.

Temps d'injection des électrons

Le nombre d'électrons stockés dans le puits est mesuré en fonction du temps pendant lequel les électrons sont injectés dans le puits. Le potentiel de la cathode est fixé à $V_{cath} = -1040$ V et $V_{gate} = -1000$ V. Le plasma est éjecté sur le modérateur après un temps de confinement, $t_{hold}=1$ s, supérieur au temps de refroidissement des électrons (voir equation 2.49).

Les mesures sont montrées dans le graphique 4.3 pour différentes valeurs de $(V_{grid} - V_{cath})$. La charge du plasma créé augmente avec le temps d'injection jusqu'à saturation du puits de potentiel à partir de $t_{inj} = 6$ s. Le nombre maximal d'électrons est de $\sim 1.9 \times 10^{10}$. L'évolution de la charge du plasma avec le temps d'injection n'est pas sensible au courant d'électrons émis dans le puits. Par la suite, le puit de potentiel sera rempli jusqu'à saturation, ce qui assure une meilleure reproductibilité du nombre de charges du plasma.

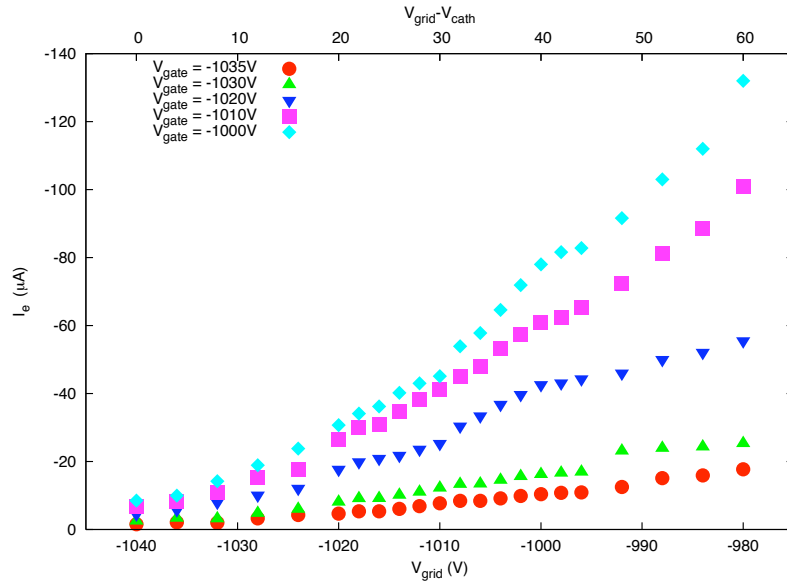


FIGURE 4.2 – Courant d'électrons injecté dans le puits de potentiel en fonction des potentiels V_{grid} et V_{gate} .

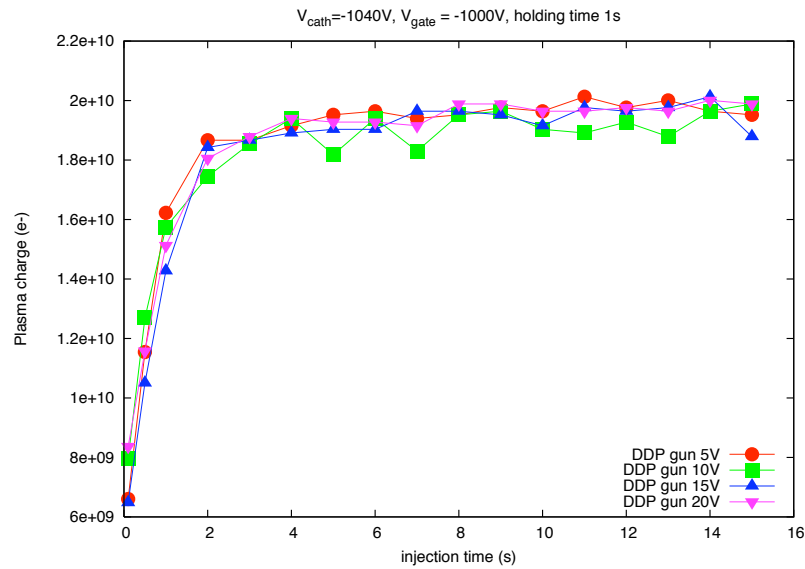


FIGURE 4.3 – Charge du plasma en fonction du temps d'injection des électrons pour différentes valeurs de $(V_{grid} - V_{cath})$.

L'efficacité de cette technique d'accumulation est de l'ordre de $\sim 10^{-5}$. Elle décroît avec la différence de potentiel $(V_{grid} - V_{cath})$. Le tableau 4.2 donne l'efficacité d'accumulation pour $t_{inj} = 8$ s pour différentes

valeurs de $(V_{grid} - V_{cath})$. L'efficacité de cette méthode d'accumulation est trop faible pour être utilisée avec des positons.

Par la suite, la différence de potentiel du canon ($V_{grid} - V_{cath}$) est fixée à 20V. A cette valeur, la stabilité de création de plasma est la meilleure, bien que l'efficacité soit la moins bonne.

TABLE 4.2 – Efficacité d'accumulation d'électrons pour différentes valeurs de $(V_{grid} - V_{cath})$, après saturation du puits, $t_{inj} = 8$ s.

$(V_{grid} - V_{cath})$	5 V	10 V	15 V	20 V
Efficacité	3.6×10^{-5}	2.4×10^{-5}	1.7×10^{-5}	1.3×10^{-5}

Ces mesures ont aussi été effectuées en éjectant le plasma sur l'écran phosphore donnant les mêmes résultats. Le plasma d'électrons est donc éjecté en dehors du piège sans perte de charge.

Nombre de charge en fonction de la profondeur du puits

Le nombre d'électrons du plasma est mesuré en fonction de la profondeur du puits de potentiel ΔV . La différence de potentiel du canon ($V_{grid} - V_{cath}$) est fixée à 20V avec $V_{cath} = -1040$ V. Lors de l'injection, V_{gate} est portée à -1000V. La profondeur du puits est variée avec le potentiel du fond du puits V_{bottom} , les extrémités V_{left} et V_{right} restent fixées à -1200V, $\Delta V = V_{bottom} - V_{right}$. Le puits de potentiel est rempli jusqu'à saturation.

L'évolution de la charge du plasma avec la profondeur du puits est linéaire comme le montre la figure 4.4. Ce résultat permet d'optimiser la profondeur du puits des positons dans la technique d'accumulation de positons avec un faisceau pulsé (voir partie 5.2).

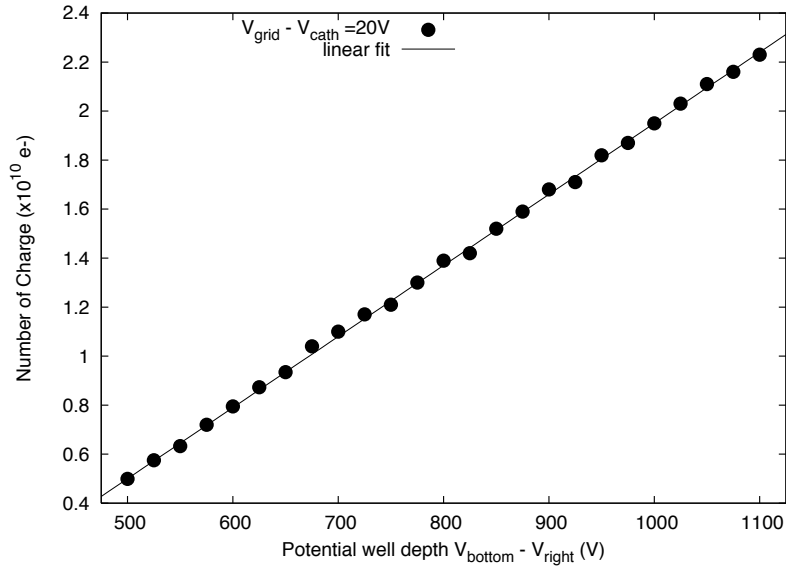


FIGURE 4.4 – Charge du plasma en fonction de la profondeur du puits de potentiel.

4.1.2 Mesure de la densité du plasma

La densité du plasma d'électrons a été mesurée en fonction du nombre d'électrons. La densité est le paramètre prépondérant dans le refroidissement des positons dans le piège, elle doit être de $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

pour qu'il soit efficace (voir partie 2.2.1).

Un puits de potentiel de profondeur $\Delta V=1000\text{V}$ est utilisé. Le temps d'injection des électrons pour former le plasma est de $t_{inj}=10\text{ s}$ pour saturer le puits de potentiel. Les plasmas sont éjectés après 10 secondes de temps de confinement. La densité est déduite de la mesure de la charge du plasma et de la mesure du rayon du plasma (voir partie 3.2.6). Seule la charge dans le plasmoïde est considérée pour la calcul de la densité. Les résultats sont représentés dans la figure 4.5. La densité augmente avec le nombre de charge jusqu'à 2×10^{10} particules. Le rayon du plasma est peu sensible à la charge du plasma dans l'intervalle 10^{10} et $2 \times 10^{10} \text{ e}^-$ et vaut $r_p \simeq 370 \mu\text{m}$. Dans cet intervalle, la densité est supérieure à 10^{17} cm^{-3} . Au delà de $2 \times 10^{10} \text{ e}^-$, le rayon augmente et la densité diminue. Les erreurs systématiques de la mesure du rayon du plasma sont dominantes.

On ne s'intéressera par la suite qu'à des plasmas de charge initiale de $1.9 \times 10^{10} \text{ e}^-$.

Densité en fonction du temps de confinement

L'évolution de la densité a été mesurée pour déterminer le temps de confinement maximal où le refroidissement des positons est efficace. La figure 4.6 montre que le nombre de charges décroît exponentiellement en fonction du temps de confinement. Le temps auquel la charge a diminué de moitié $\tau_{1/2}$ est de $\sim 800 \text{ s}$ pour un plasma de charge initiale de $1.9 \times 10^{10} \text{ e}^-$. Les collisions des électrons avec le gaz résiduel de la chambre à vide sont considérés comme la source majeure de cette décroissance. En effet, M. Tarek a mesuré que le temps $\tau_{1/2}$ diminuait avec la température ambiante au niveau du plasma, i.e. avec la pression dans le piège [87]. Avec le piège de RIKEN, il a mesuré des temps de vie de plasma de 10^9 e^- respectivement de 38 s à 300 K et 2565 s à 40 K.

D'autre part, l'évolution du rayon en fonction du temps de confinement permet de déterminer celle de la densité. La figure 4.7 montre l'évolution de la tache plasma sur l'écran phosphore pour un plasma de charge initiale de $1.9 \times 10^{10} \text{ e}^-$ pour des temps t_{hold} de 10, 60, 120 et 180 s. La tache s'étale au cours du temps ce qui correspond à l'expansion radiale du plasma. Le rayon est déduit des images de l'écran phosphore après éjection du plasma (voir partie 3.2.6). Le rayon initial est de l'ordre de $\sim 370 \mu\text{m}$ et augmente jusqu'à $\sim 610 \mu\text{m}$ à $t_{hold}=180 \text{ s}$.

L'évolution de la densité au cours du temps de confinement est déduite de ces mesures. Les résultats sont dans la figure 4.8. La densité décroît avec le temps de confinement du fait de la perte de charge et de l'expansion radiale du plasma. La densité supérieure est de l'ordre de 10^{17} m^{-3} pour des temps de confinement inférieurs à 100 s.

Reproductibilité des mesures

L'accumulation des positons nécessite la création d'un plasma de charge constante, i.e. de densité constante, au cours des manipulations. La reproductibilité de création de plasma de $1.9 \times 10^{10} \text{ e}^-$ a été testée pour des temps de confinement de 10 et 100 s, les résultats sont dans la figure 4.9. Les mesures sont ajustées à une fonction gaussienne. Les fluctuations de la charge du plasma, définies par le rapport de l'écart-type sur la moyenne ne dépassent pas respectivement 1% et 2% pour les deux temps de confinement. Ces fluctuations sont compatibles avec les erreurs systématiques de la coupe de Faraday (voir partie 3.2.6).

4.1.3 Mesures des modes du plasma

La température du plasma est déterminée en mesurant les modes d'oscillations du plasma. Le dispositif expérimental est montré dans la figure 4.10. Un puits de potentiel de $\Delta V=115 \text{ V}$ de profondeur est utilisé. Onze électrodes sont utilisées de -5 à 5, correspondant à une demi longueur de $L=11.5 \text{ cm}$. La charge du plasma est de $N_{e^-} = 2 \times 10^9 \text{ e}^-$ et son rayon de $450 \mu\text{m}$. Les modes du plasma sont mesurés en excitant le plasma. Pour cela est appliqué un signal extérieur sur une des électrodes du puits de potentiel. Ce signal d'excitation est appliqué sur l'électrode -4, à l'extrémité amont du puits. La largeur temporelle du pulse est de $t_g = 100 \mu\text{s}$ et l'amplitude de 75 mV. Les fréquences des modes d'oscillations sont déduites de la réponse du plasma. Ces résonances sont mesurées sur l'électrode 4, à l'extrémité aval du puits. Les fréquences des trois premiers modes de Dubin ($l = (1, 2, 3), m = 0$) sont déduites par l'algorithme de Transformée de Fourier rapide, *FFT*. Les valeurs expérimentales ainsi que les valeurs théoriques à température nulle sont montrées dans le tableau 4.3. Les signaux aux résonances et leur *FFT* sont

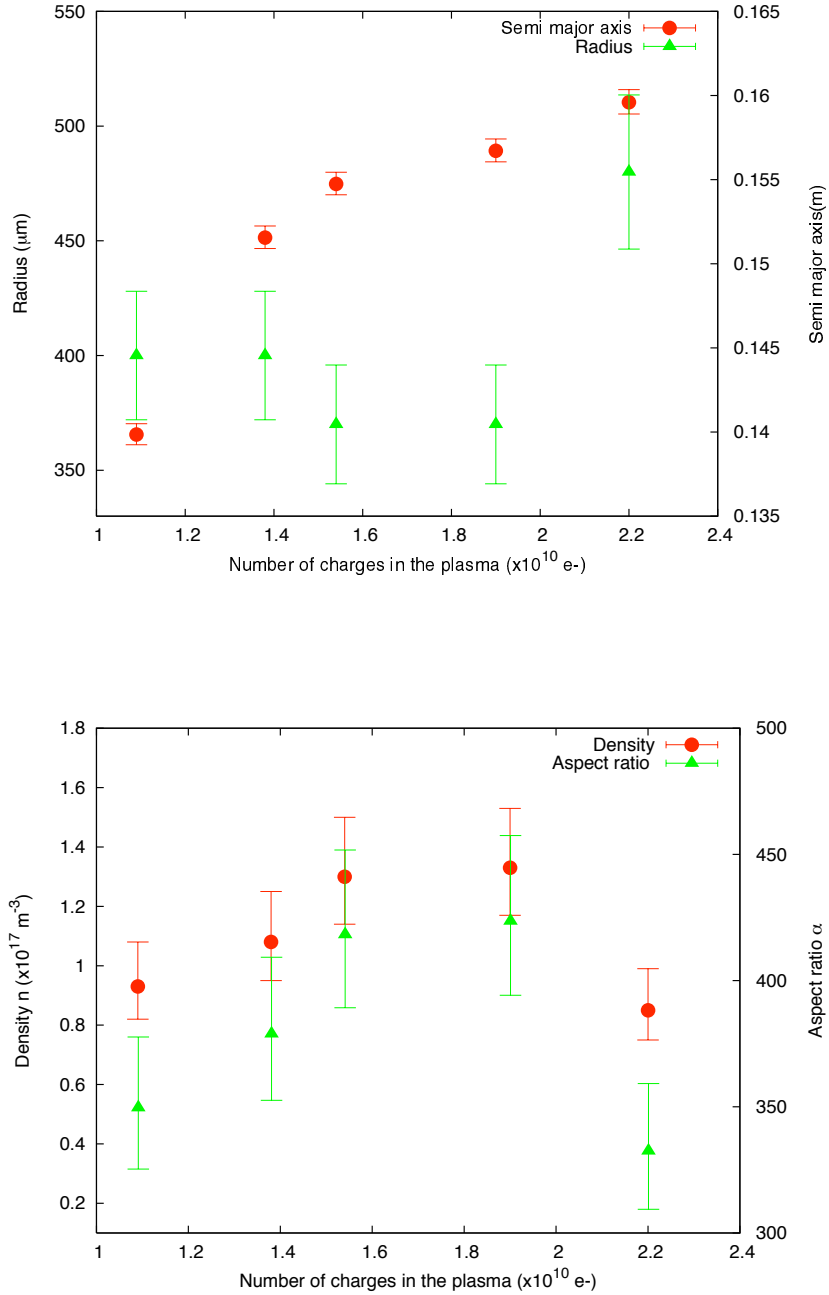


FIGURE 4.5 – Haut : Rayon et demi grand axe du plasma en fonction du nombre de charges. Bas : Densité et *aspect ratio* en fonction du nombre de charges.

représentés dans la figure 4.11. La largeur fréquentielle de chaque résonance est fine de l'ordre de 0.1 MHz pour $l = 2$ et 0.2 Mhz pour $l = 3$. La mesure de la fréquence du mode dipole est compatible avec les paramètres du piège.

La température du plasma est déduite des mesures des modes $l = 2$ et $l = 3$. L'évolution des fréquences des modes $l = 2$ et $l = 3$ avec la température est représentée dans la figure 4.12. L'évolution est linéaire avec la température. L'ajustement de ces valeurs théoriques donne respectivement des coefficients

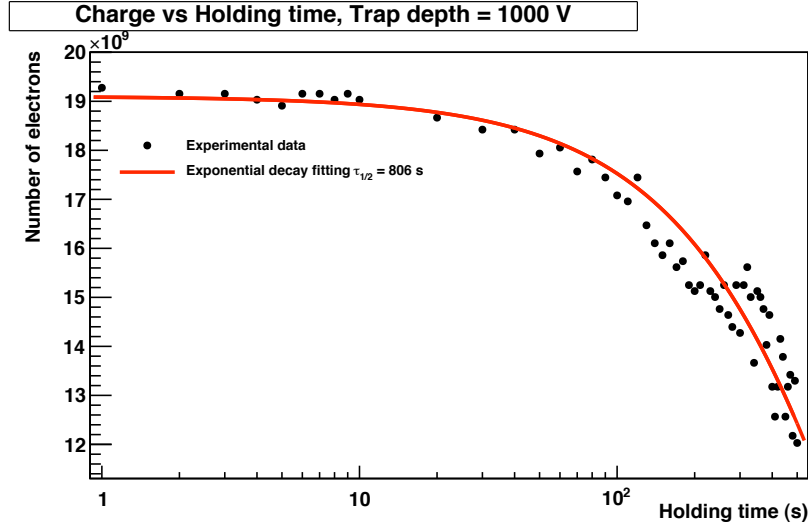
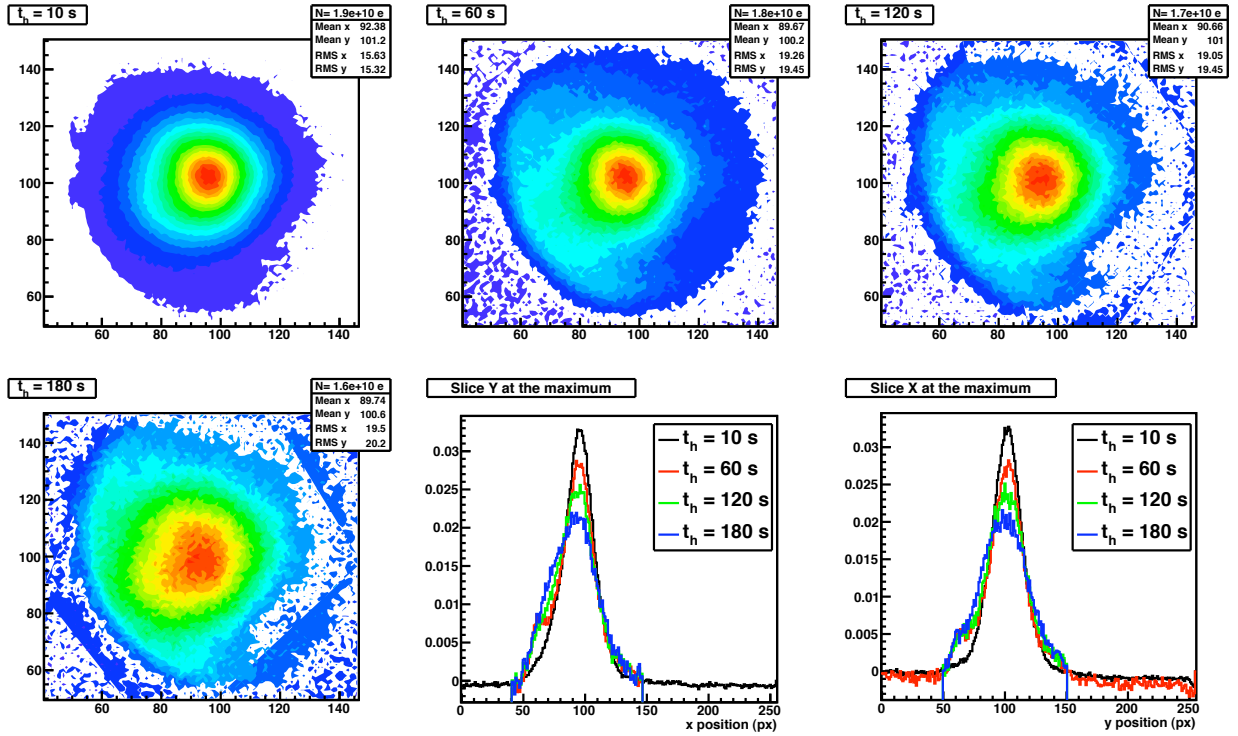


FIGURE 4.6 – Charge du plasma en fonction du temps de confinement.

FIGURE 4.7 – Tache du plasma sur l'écran phosphore en fonction du temps de confinement pour un plasma de $1.9 \times 10^{10} e^-$.

directeurs de 0.054 et $0.160 \text{ s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$. Le mode $l = 3$ est donc plus sensible à la température. Les modes $l = 2$ et $l = 3$ donnent respectivement des températures de $1.4 \sim 3.2 \text{ eV}$ et $0.1 \sim 1.4 \text{ eV}$.

4.1.4 Production d'ions

La présence d'ions dans le puits de potentiel des positons maximise l'efficacité de piégeage. Les positons modérés par le plasma d'électrons interagissent avec les ions, ce qui permet leur capture dans

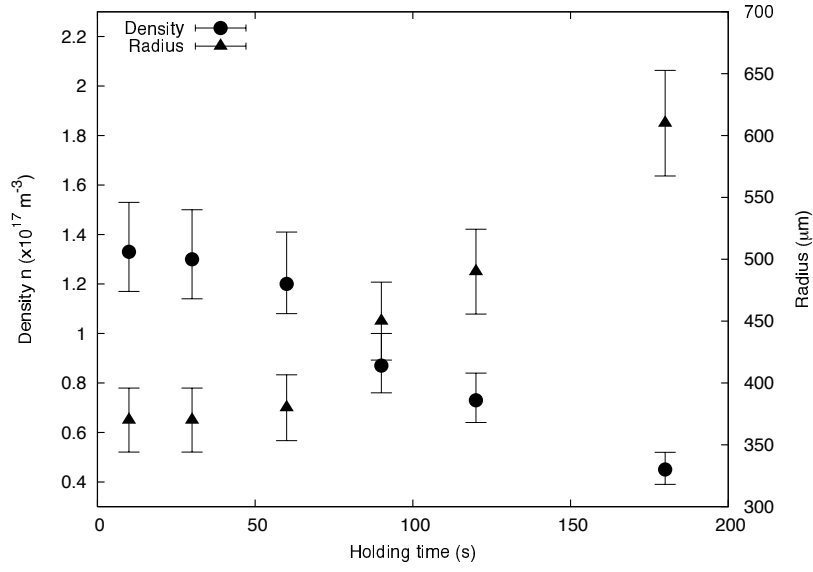


FIGURE 4.8 – Evolution de la densité en fonction du temps de confinement pour un plasma de $1.9 \times 10^{10} \text{ e}^-$.

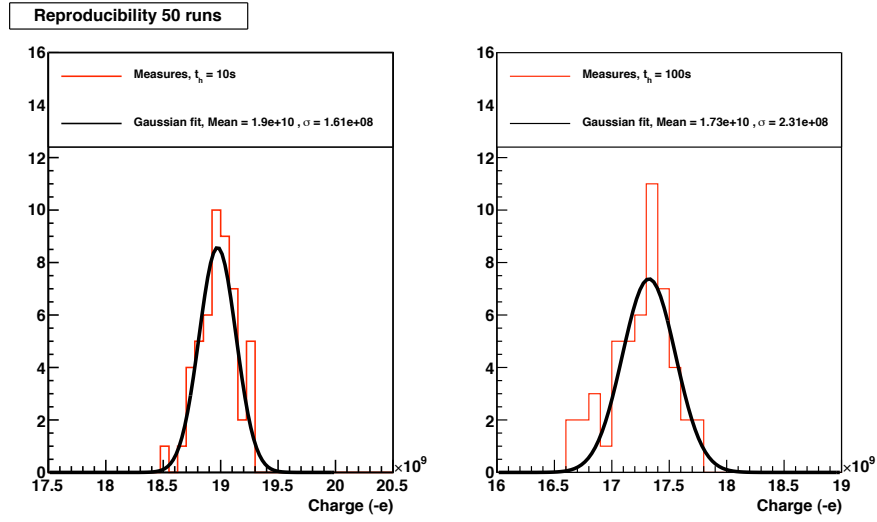


FIGURE 4.9 – Reproduction de mesures de charges de plasma de $1.9 \times 10^{10} \text{ e}^-$ pour des temps de confinement de 10 et 100 secondes.

Dubin mode (l, m) fréquence (Mhz)	(1,0)	(2,0)	(3,0)
frequence théorique (T=0 eV)	8.78	14.74	20.24
Mesure	8.79 ± 0.05	14.90 ± 0.05	20.4 ± 0.1

TABLE 4.3 – Comparaison des valeurs théoriques à T=0 eV et des mesures des fréquences des modes de Dubin pour un plasma de $N_{e^-} = 2 \times 10^9 \text{ e}^-$ et $r_p = 450 \mu\text{m}$.

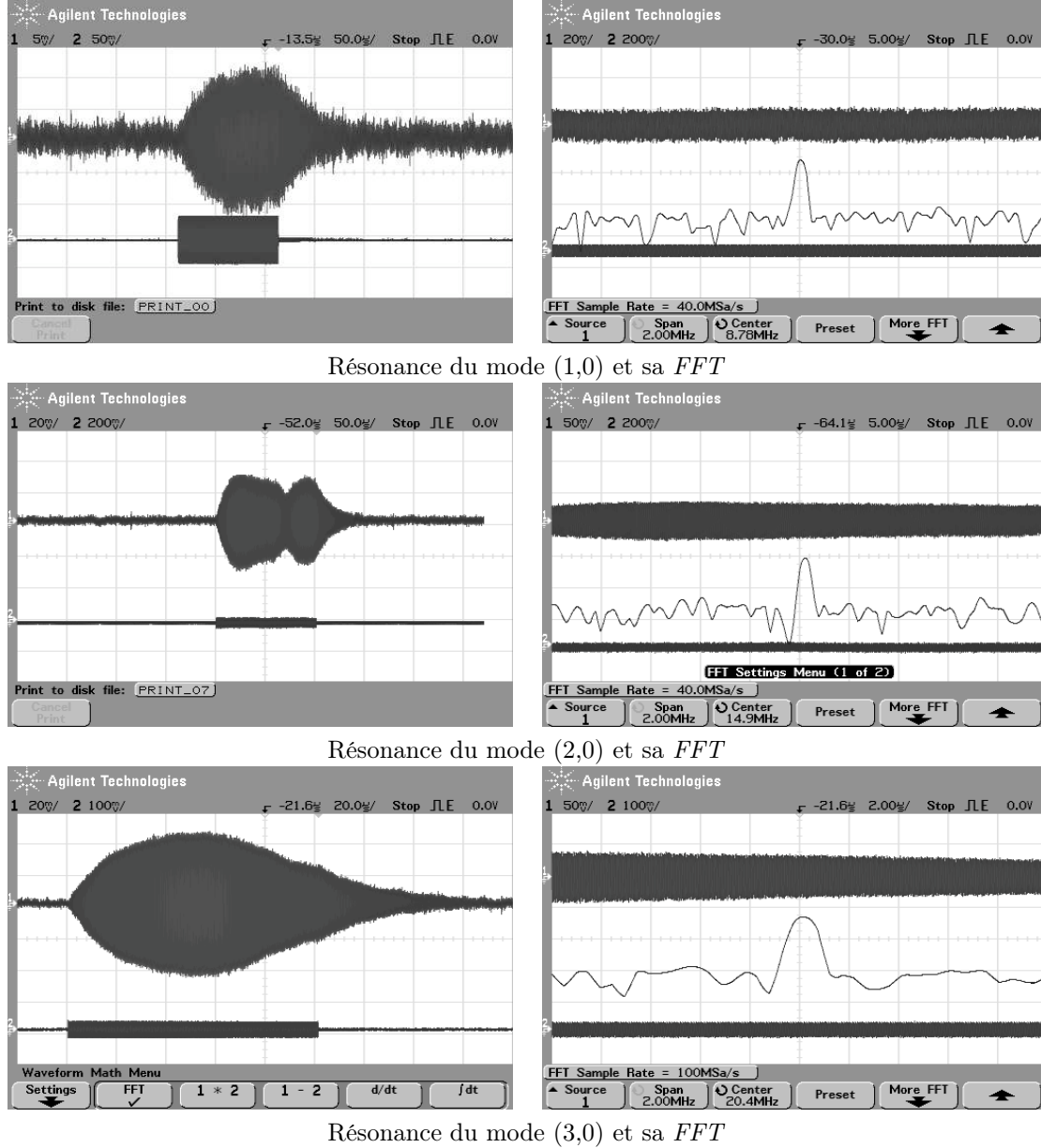


FIGURE 4.11 – Signal d'excitation et réponse du plasma pour les modes de Dubin (1,0), (2,0) et (3,0).

puits de potentiel entre les deux puits paraboliques (vers $z = 0.1$ m sur la figure 4.13). Dans ce puits, les ions pourraient s'accumuler ce qui diminuerait l'efficacité de piégeage des positons dans le second puits parabolique.

Avant l'éjection des ions, le potentiel V_W est abaissé à $V_{ext}^+ - 200$ V. L'éjection des ions se fait en retroussant le puits, c'est-à-dire en élevant son fond à $V_{ext}^+ + 25$ V. Le puits d'électrons joue le rôle de barrière de potentiel et les ions sont éjectés vers le modérateur faisant office de coupe de Faraday.

Tout d'abord, les paramètres du canon à électrons sont ajustés pour que le faisceau remplisse le premier puits de potentiel (voir tableau 4.1). L'ionisation du gaz se fait donc en amont et au niveau de ce puits de potentiel. La présence d'ions n'est pas détectée avec ces valeurs de potentiels avec des temps d'injection d'électrons comprises entre 1 et 60 s. La charge minimale mesurable est de $10^7 e$. Cependant des charges de l'ordre de $10^8 e$ ont été mesurées en ionisant le gaz résiduel jusqu'au modérateur tungstène. Dans cette seconde méthode d'ionisation, le potentiel de la cathode est placée à $V_{cath} = -1300$ V, les électrons peuvent alors passer la barrière de potentiel en aval du premier puits $V_{right}^- = -1200$ V. Une

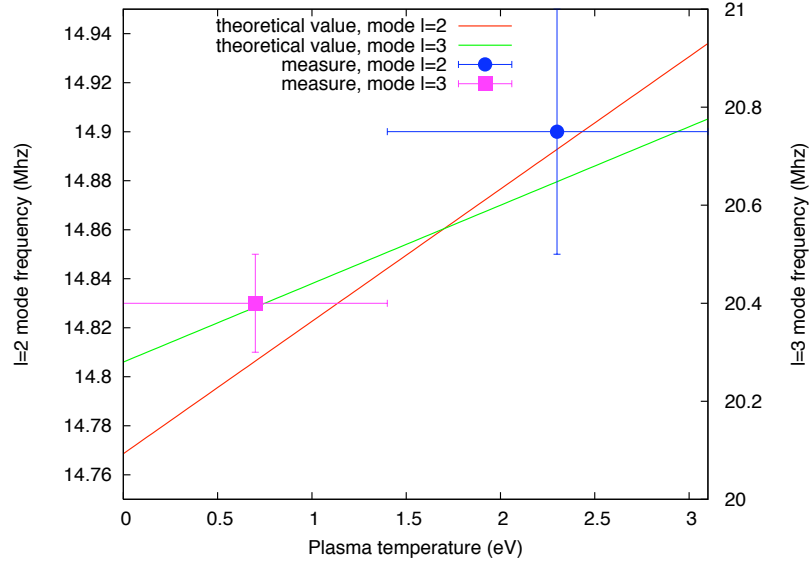


FIGURE 4.12 – Fréquences des modes de Dubin $l = 2$ et $l = 3$ en fonction de la température du plasma pour $N_{e^-} = 2 \times 10^9$ e $^-$ et $r_p = 450$ μm .

TABLE 4.5 – Paramètres de la production d'ions H_2^+

Paramètre	symbole	valeurs typiques
potentiel de la cathode du canon (HV10)	V_{cath}	-1040 V
potentiel de la grille du canon (HV11)	V_{grid}	-1020 V
profondeur du puits de potentiel des e $^-$	ΔV^-	1000 V
potentiel de l'extrémité amont du puits des e $^-$ lors de l'injection	V_{gate}	-1000 V
potentiel du fond du puits des e $^-$	V_{bottom}^-	-200 V
potentiel des extrémité du puits e $^-$	V_{left}^- et V_{right}^-	-1200 V
potentiel du modérateur	V_W	[-1100; -750] V
potentiel des extrémités du puits des e $^+$ lors de l'injection des e $^-$	V_{ext}^+	-1200 V
potentiel des extrémités du puits des e $^+$ lors de l'accumulation	V_{ext}^+	-1050 V
profondeur du puits de potentiel des e $^+$	ΔV^+	50 V
temps d'injection	t_{inj}	1-60 s

partie des ions produits dans le puits de potentiel des positons est piégée directement à l'intérieur.

Le nombre d'ions dans le puits est mesuré en fonction du temps d'injection des électrons. La figure 4.14 montre les résultats. Les erreurs systématiques dues à l'intégration du signal sont dominantes. Un seuil de $\sim 4.8 \times 10^8$ ions est observé pour des temps supérieurs à 10 s. Ce phénomène peut s'expliquer par la saturation du puits de potentiel par les ions. La présence d'une charge trop importante d'ions dans le puits est néfaste pour l'efficacité de piégeage des positons. En effet, la profondeur effective du puits est diminuée à cause de la charge d'espace du nuage d'ions, ce qui limite le nombre de positons pouvant être stockés dans le puits.

Pour inhiber la saturation du puits, le temps d'injection des électrons pour l'ionisation du gaz résiduel est limité à 1 s. La charge d'ions est d'alors de 3×10^8 e. Le rayon du plasma d'ions est estimé à ~ 600

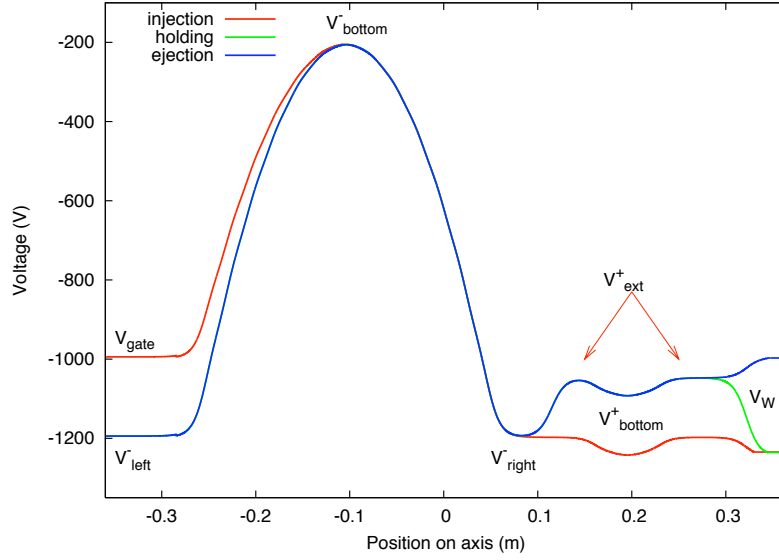


FIGURE 4.13 – Distribution des potentiels extérieurs sur l'axe du piège lors de l'ionisation du gaz résiduel par les électrons, pendant la période de confinement des ions et lors de l'éjection des ions dans le puits de potentiel des positons.

μm , sa densité est donc de $\sim 3.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Une autre technique testée pour limiter le nombre d'ions dans le puits des positons est de le remplir à saturation, puis d'élever le fond du puits à mi hauteur pour éjecter une partie du nuage d'ions sur le modérateur tungstène.

La nature des ions a été déterminée en mesurant la réponse du nuage d'ions à un signal d'excitation à la fréquence d'oscillation des ions dans le puits de potentiel, $\omega_z/2\pi$ (expression 2.23). Il s'agit de la technique utilisée pour mesurer les modes d'oscillations des plasmas (voir partie 4.1.3). La profondeur du puits de potentiel est de 50 V. La fréquence d'oscillation mesurée est de $\sim 239 \text{ kHz}$ correspondant à des ions de rapport charge sur masse valant $e/2m_p$ où m_p est la masse du proton. Ceci correspond à des ions H_2^+ .

4.2 Accumulation des positons

La technique d'accumulation proposée par Oshima et al. a été testée à RIKEN. Tout d'abord le flux de positons entrant dans le piège et l'efficacité de modération du cristal de tungstène ont été mesurés. Puis l'accumulation de positons a été étudiée.

4.2.1 Principe et paramètres

L'accumulation des positons se fait après l'ionisation du gaz résiduel pour former le nuage d'ions dans le second puits de potentiel parabolique et la mise en place du plasma d'électrons dans le premier puits. Le canon à électrons est alors mis hors axe via un bras à commande pneumatique et les positons sont injectés dans le piège. Les figures 4.15, 4.16 et 4.17 représentent les distributions sur l'axe du piège des potentiels générés par les électrodes durant les étapes successives de la séquence d'accumulation. Le temps d'accumulation des positons, t_{acc} , correspond à la période entre la mise hors axe du canon à électrons et la mise à zéro volt du potentiel du modérateur en tungstène. L'incertitude sur t_{acc} est de l'ordre de 0.5 s, le temps de mettre hors axe le canon. Pour éviter toute entrée de positons après la fin

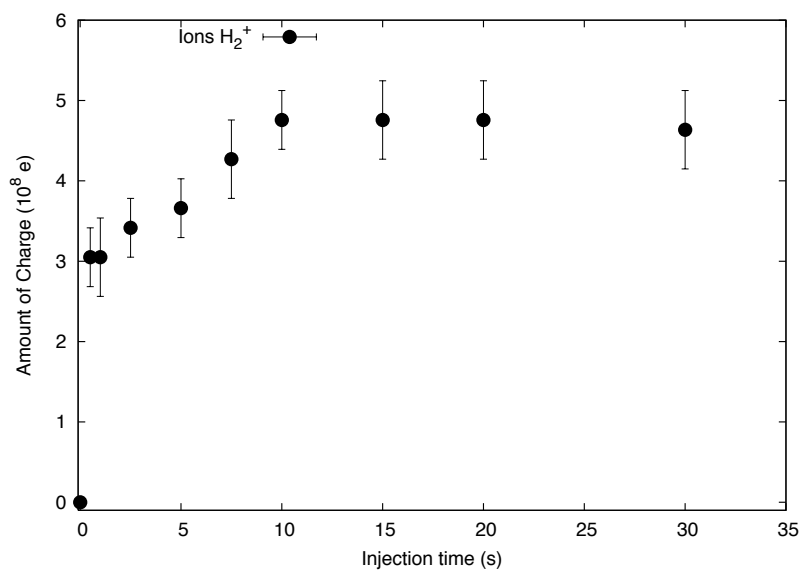


FIGURE 4.14 – Nombre d'ions H_2^+ dans le puits des positons en fonction du temps d'injection des électrons.

du temps d'accumulation, la vanne entre la ligne de transport magnétique et le piège est fermée de façon synchronisée avec la mise à zéro du modérateur.

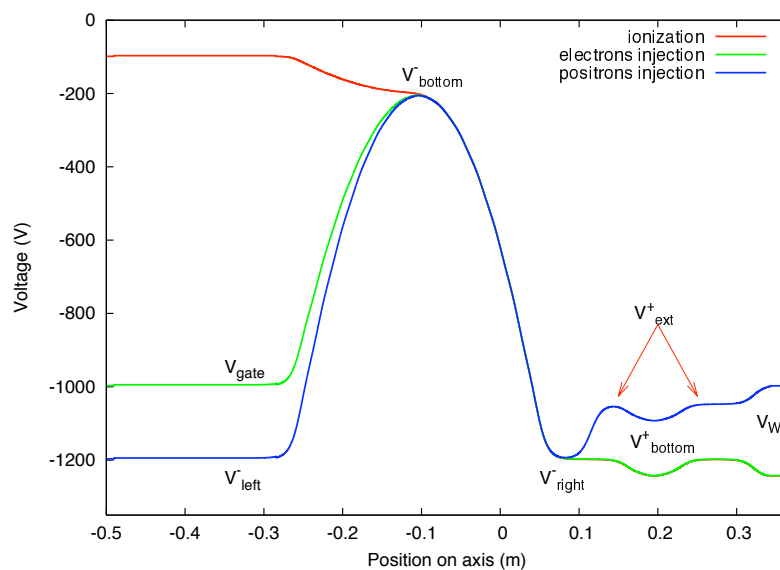


FIGURE 4.15 – Distributions sur l'axe du piège des potentiels générés par les électrodes pendant l'ionisation du gaz résiduel, la formation du plasma d'électrons et l'accumulation des positons pour $V_W = -1000$ V.

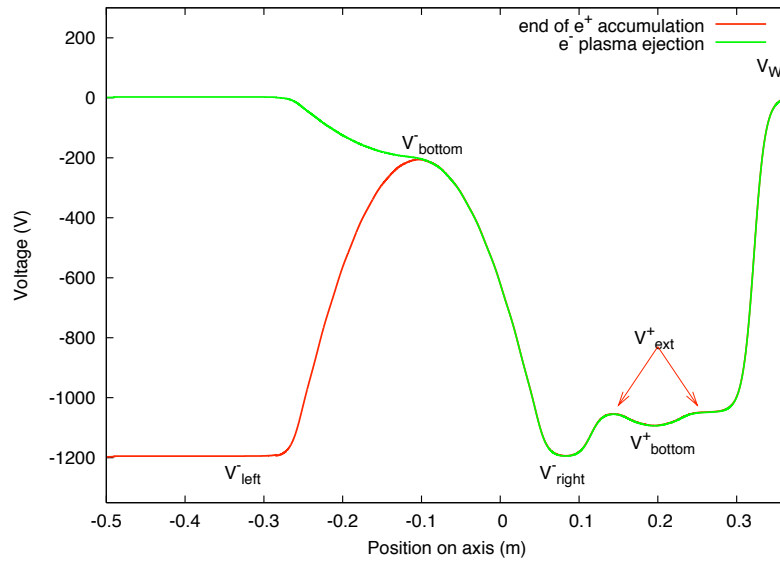


FIGURE 4.16 – Distributions sur l'axe du piège des potentiels générés par les électrodes à la fin de l'accumulation des positons et à l'éjection du plasma d'électrons.

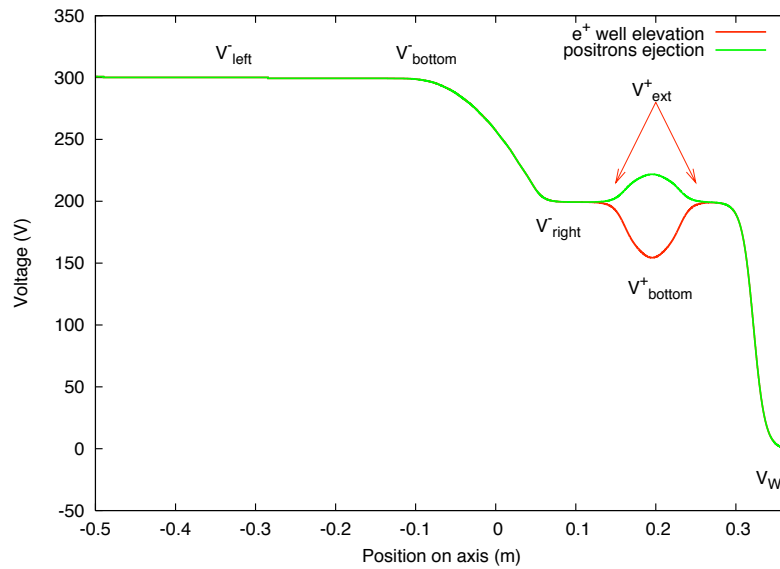


FIGURE 4.17 – Distributions sur l'axe du piège des potentiels générés par les électrodes après l'élévation du puits des positons et à leur éjection.

La seconde méthode d'ionisation est utilisée (voir partie 4.1.4). La production du plasma d'électrons n'est donc plus simultanée. Le premier puits a une profondeur de $\Delta V^- = 1000$ V. Le temps d'injection

des électrons pour former le plasma est fixé à $t_{inj} = 10$ s pour être à saturation.

La valeur du potentiel V_W est ajustée pour obtenir la meilleure efficacité de piégeage des positons (voir partie 2.2.1). Pendant l'accumulation, le potentiel des extrémités du puits des positons est fixé relativement par rapport au potentiel du modérateur en tungstène. Typiquement, la différence de potentiel $\Delta V_W = V_W - V_{ext}^+$ est de 60 V. La profondeur du puits est de $\Delta V^+ = 50$ V. La différence de potentiel ΔV_W et ΔV^+ déterminent l'énergie cinétique des positons dans le nuage d'ions. Le temps de modération des positons dans le nuage d'ions est négligeable devant le temps d'accumulation pour les énergies considérées (voir partie 2.2.1). Le paramètre ΔV_W n'est donc pas prépondérant, contrairement au potentiel du modérateur tungstène V_W .

Les positons peuvent être accumulés dans le puits formé au niveau de V_{right}^- entre les puits paraboliques. Cependant, la présence d'ions dans ce puits est inhibée par la méthode de production d'ions utilisées. L'efficacité d'accumulation dans ce puits est alors dix fois moindre que dans le puits parabolique où se trouve les ions. La perte de positons due à la présence de ce puits n'est pas prise en compte.

Après l'accumulation, le plasma d'électrons est éjecté vers l'amont du piège en rehaussant V_{left}^- à 300 V. En effet, une éjection vers l'aval changerait le potentiel électrique au niveau du second puits lors du passage des électrons, ce qui romperait le confinement des positons. Après éjection, les électrodes du premiers puits sont utilisées comme barrière de potentiel en amont du second puits en appliquant $V_{left}^- = V_{bottom}^- = 300$ V, et $V_{right}^- = 200$ V.

Le puits des positons est alors élevé au dessus de zéro pour les accélérer dans la partie aval du piège lors de leur éjection sur l'écran phosphore. Les extrémités du puits sont alors portées à $V_{ext}^+ = 200$ V. Une fois le puits réhaussé, il est retroussé en élevant son fond à $V_{ext}^+ + 25$ V. Ce type d'éjection est équivalent à celui utilisé pour les ions.

4.2.2 Entrée dans le piège

L'entrée dans le piège des positons est le premier test préliminaire effectué. Toutes les électrodes du piège sont portées au même potentiel V_{all} et le modérateur est placé hors axe pour laisser passer les positons vers l'aval du piège. Les positons entrés dans le piège le traversent et s'annihilent sur l'écran phosphore en aval. La figure 4.18 représente le flux de positons maximal mesuré en aval du piège en fonction du potentiel V_{all} . Le scintillateur NaI est utilisé (voir partie 3.2.7). Le flux augmente avec V_{all} jusqu'à un flux maximum de l'ordre du flux en amont du piège. En effet la première électrode du piège (E-13) accélère les positons pour qu'ils puissent passer le miroir magnétique.

Flux de positons entrant dans le piège lors de l'accumulation

La distribution des potentiels extérieurs sur l'axe du piège est celle de l'accumulation des positons avec le modérateur en tungstène placé hors axe (voir figure 4.15). Un plasma d'électrons de $1.9 \times 10^{10} e^-$ est préalablement formé dans le premier puits. Le flux de positons lents en sortie du piège est mesuré en fonction du potentiel V_{acc} de la première électrode du piège (E-13). On retrouve les mêmes résultats que ceux présentés dans la figure 4.18. Seule la première électrode est déterminante sur le flux de positons entrant dans le piège.

La même distribution est utilisée mais sans plasma d'électrons. Le flux de positons est alors divisé par un facteur deux. Ceci s'explique par la dispersion en énergie induite par le passage à travers le miroir magnétique. Le fond du puits de potentiel des électrons, à -200 V, devient alors une barrière de potentiel en l'absence de la charge d'espace des électrons.

4.2.3 Mesure de l'efficacité du modérateur tungstène

Le flux de gammas émis par les positons annihilés sur le modérateur en tungstène est comparé au flux émis par l'annihilation des positons sur l'écran phosphore. Les électrodes du piège et le modérateur en tungstène sont mis à la masse. Les positons ré-émis par le modérateur sortent du piège par l'amont. Un détecteur CsI est utilisé en aval du piège, placé sur l'axe faisceau à la place de la caméra. L'efficacité de modération du tungstène ε_W est alors donnée par la relation suivante :

$$\frac{\phi_W^{meas}}{(1 - \varepsilon_W) A_W} = \frac{\phi_{PS}^{meas}}{A_{PS}} \quad (4.1)$$

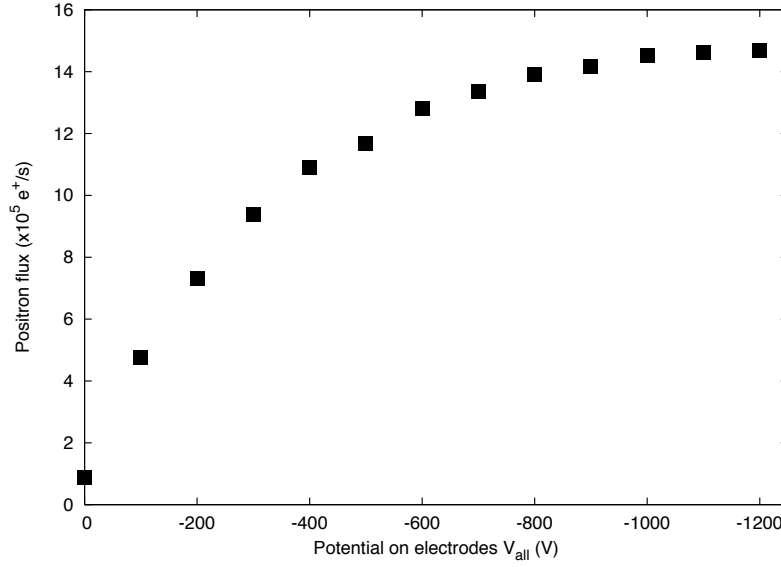


FIGURE 4.18 – Flux de positrons en aval du piège en fonction du potentiel sur les électrodes V_{all} .

où ϕ_W^{meas} et ϕ_{PS}^{meas} sont respectivement les flux mesurés sur le modérateur et sur l'écran phosphore. A_W et A_{PS} sont les acceptances du détecteur vis-à-vis du modérateur et de l'écran phosphore. Soient d_1 et d_2 , les distances entre le modérateur et l'écran phosphore et entre l'écran phosphore et le détecteur. Le rapport des deux acceptances est estimé à l'aide de ces deux distances :

$$(1 - \varepsilon_W) = \frac{\phi_W^{meas}}{\phi_{PS}^{meas}} \left(1 + \frac{d_1}{d_2}\right)^2 \quad (4.2)$$

Les flux mesurés sont $\phi_{PS}^{meas} = 10331$ en 2000 s et $\phi_W^{meas} = 3438$ en 3000 s. Le bruit de fond mesuré est de 7 ± 1 en 100 s. Les valeurs des deux distances sont $d_1 \simeq 60 \pm 1$ cm et $d_2 \simeq 57.5 \pm 0.5$ cm. La mesure de l'efficacité de modération est alors de 11.8 ± 0.4 %. Cette mesure est compatible avec l'efficacité donnée dans la publication d'Oshima et al. Cette mesure a été effectuée après le recuit du modérateur.

L'efficacité de modération décroît avec l'énergie cinétique d'implantation des positons. Le potentiel V_{acc} de la première électrode du piège est fixé à -500 V. La mesure de l'efficacité ε_W ne peut être effectuée pour les valeurs de potentiel du modérateur utilisée lors de l'accumulation des positons. Le potentiel V_W est en effet de l'ordre du kilovolt. Les positons ré-émis seraient alors confinés dans le piège par la barrière de potentiel en amont du piège, et seraient ré-injectés sur le modérateur jusqu'à annihilation.

4.2.4 Recherche du potentiel du modérateur V_W optimal

Mesures

La séquence d'accumulation présentée précédemment est effectuée pour différentes valeurs du potentiel du modérateur en tungstène V_W . Un balayage en V_W est réalisé sur l'intervalle $[-1150; -850]$ V avec un pas de 2 V. Le temps d'accumulation est de 50 s. Le signal du NaI est directement mesuré.

Le modérateur est chauffé préalablement à l'aide du canon à électrons pour évaporer le gaz résiduel condensé à sa surface. En effet, la température au niveau du modérateur est de l'ordre de 100 K. Ses dépôts détériorent l'état de surface du tungstène et donc son efficacité de modération.

Les premiers balayages ont donné des efficacités maximales de 1×10^{-5} . Le potentiel V_W optimal était de -990 V. Des charges inférieures de plasmas d'électrons ont été testées donnant des efficacités

inférieures. Les mêmes séquences d'accumulation mais avec la première méthode d'ionisation ont été réalisées, sans amélioration d'efficacité.

Ces résultats ont été améliorés avec une meilleure calibration du pilotage des alimentations haute tension, puis un recuit du modérateur tungstène. Enfin le guidage magnétique a été optimisé pour centrer le faisceau de positons lents sur l'axe magnétique du piège. Pour cela, des bobines de correction ont été ajoutées entre la dernière bobine de la ligne de transport et le piège. Malgré cela, la tache faisceau observée sur l'écran phosphore en aval du piège était éloignée de ~ 5 mm du centre du spot du plasma¹. D'autre part, le diamètre du faisceau a été augmenté pour s'assurer qu'une partie du faisceau de positons ré-émis traverse bien le plasma. Le diamètre mesuré sur l'écran phosphore de la ligne de transport était alors de 7 mm. Le flux de positons lents en sortie du piège dans la configuration de l'accumulation était alors de 10^5 e⁺/s pour $V_{acc} = -500$ V. Ceci correspond à une perte d'un facteur 10 sur le flux de la première configuration de la ligne de transport magnétique (voir partie 3.1.5). La mesure directe de flux après soustraction du bruit de fond est de 9 μ Vs sur 1 ms.

La figure 4.19 présente l'efficacité d'accumulation en fonction du potentiel V_W moyennée sur cinq balayages consécutifs dans la dernière configuration du piège. L'efficacité maximale est de 2.7×10^{-4} pour un potentiel $V_W = -990$ V. La courbe $\varepsilon(V_W)$ a le même comportement que celle observée par Oshima et al. bien que l'efficacité maximale soit inférieure d'un facteur ~ 40 .

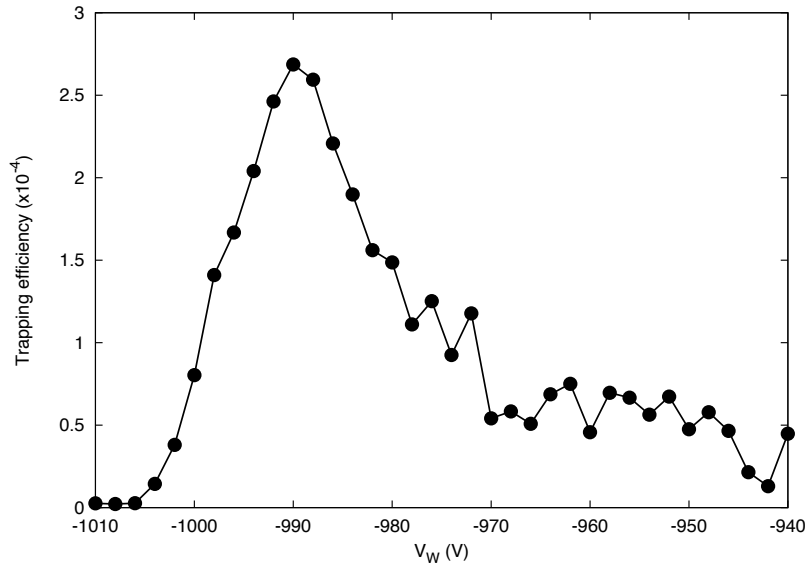


FIGURE 4.19 – Efficacité d'accumulation des positons en fonction du potentiel sur le modérateur en tungstène V_W .

La figure 4.20 montre le signal maximal observé du pulse de gammas lors des manipulations à RIKEN. Son intégrale est de 180 μ Vs. Ce signal correspond un nombre de gammas dans l'intervalle [37; 43] gammas (voir partie 3.2.7). Le nombre de positons piégés est de 2000 ± 200 e⁺. L'efficacité d'accumulation est alors de $4 \pm 0.4 \times 10^{-4}$.

Simulation

La faible efficacité observée peut s'expliquer en partie par un mauvais centrage du faisceau plasma sur l'axe du plasma. La perte d'efficacité causée par une déviation radiale du faisceau par rapport au

1. la tache du faisceau de positons sur l'écran phosphore a été observée à l'aide de la caméra CCD avec des temps de pause de l'ordre de 30 s.

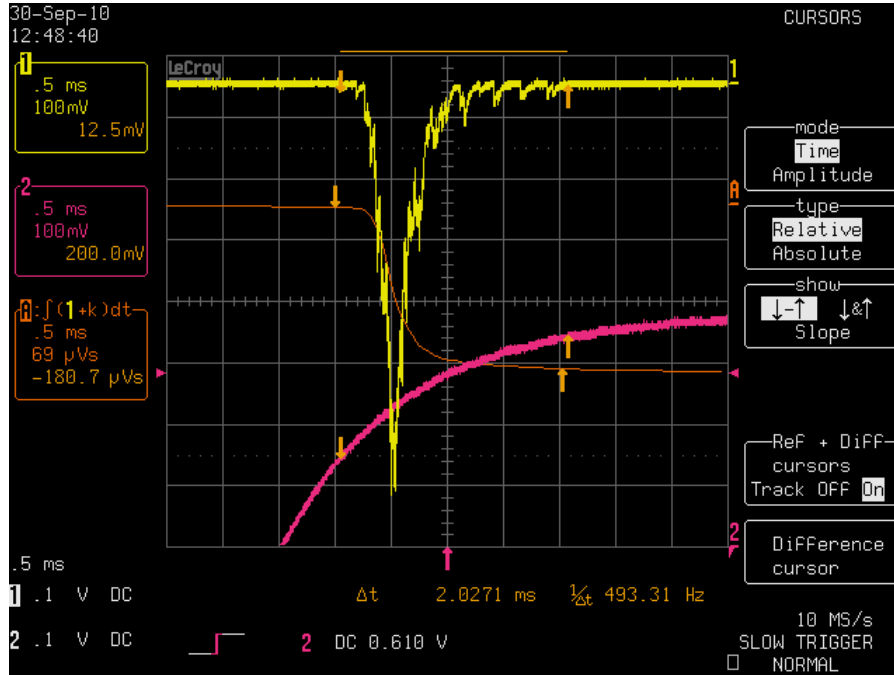


FIGURE 4.20 – Signal du pulse de gammas produit par l’annihilation des positons piégés dans le puits de potentiel.

plasma a été déterminée en utilisant les simulations décrites dans la partie 2.2.1.

La distribution radiale du faisceau de positons est gaussienne de largeur à mi-hauteur de $310\ \mu\text{m}$, correspondant à la tache faisceau de diamètre de $7\ \text{mm}$ dans la ligne de transport. La densité et la température du plasma sont de $10^{17}\ \text{m}^{-3}$ et $0.1\ \text{eV}$. L’évolution temporelle du potentiel plasma est prise en compte. L’efficacité de piégeage maximale, i.e. lorsque le potentiel du modérateur est optimal, est déterminée en fonction de la déviation radiale du centre de la tache faisceau par rapport au centre du plasma.

Les résultats des simulations sont représentés dans la figure 4.21. Les efficacités données sont normalisées à la valeur obtenue lorsque le faisceau est centré. L’efficacité chute d’un facteur 10 pour une déviation de $370\ \mu\text{m}$. A la position de l’écran phosphore où règne un champ magnétique de $50\ \text{mT}$, cette déviation correspond à $3.7\ \text{mm}$. L’écart de position observé entre la tache faisceau et le spot du plasma d’électrons était de l’ordre de $5\ \text{mm}$. Ceci correspond à une perte d’efficacité d’un facteur de l’ordre de 50 d’après les simulations, ce qui est compatible avec les mesures d’efficacité menées à RIKEN.

4.2.5 Optimisation

L’optimisation de l’efficacité d’accumulation a été ralentie par différents problèmes techniques nécessitant l’ouverture de la chambre à vide du piège. Les principales interruptions d’expérimentations ont été dues :

- à la perte du faisceau d’électrons, causée par l’évaporation du filament de chauffage.
- au dérèglement du mécanisme du modérateur tungstène (voir partie 3.2.4). La transmission entre la crémaillère et l’engrenage du mécanisme (voir photo 3.17) se grippe après un certain nombre de changement de position du modérateur. Le modérateur ou le trou ne sont plus placés sur l’axe faisceau.

L’avancée des manipulations s’est arrêtée à cause d’une fuite au niveau du soufflet permettant de mettre hors axe le canon à électrons.

La principale optimisation est le centrage de la tache faisceau de positons sur l’axe du plasma d’électrons et la réduction de son diamètre. L’ajout de bobines après la ligne de transport ne fut pas suffisant pour centrer le faisceau de positons. Cette correction du guidage magnétique était cependant sommaire. Son amélioration ne put se faire faute de moyen à RIKEN. D’autre part, la mise en place d’une coupe de

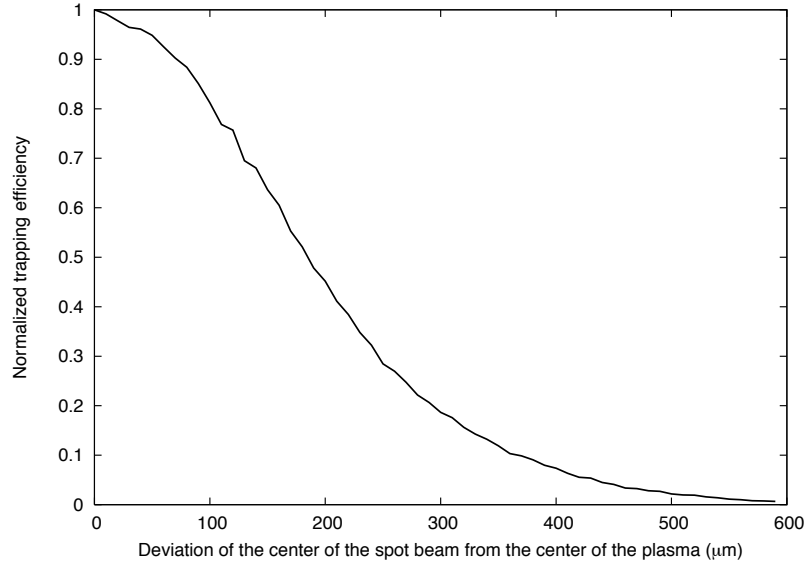


FIGURE 4.21 – Efficacité de piégeage en fonction de la déviation radiale de la tache faisceau par rapport au centre du plasma. Les efficacités données sont normalisées à la valeur obtenue lorsque le faisceau est centré.

Faraday couplée à une MCP à l'entrée du piège était prévue pour visualiser la tache faisceau de positons au niveau du canon à électrons.

Plusieurs voies sont proposées pour améliorer l'efficacité d'accumulation de la technique d'Oshima et al..

La perte de densité du plasma d'électrons au cours du temps entraîne une diminution de sa longueur et une baisse du potentiel généré par sa charge d'espace. Le potentiel total au sein du plasma augmente alors. Ces phénomènes diminuent l'efficacité de piégeage des positons. Une méthode simple est de faire varier le potentiel du modérateur V_W au cours du temps d'accumulation. La différence de potentiel $V_W - V_p$ reste alors optimale tout au long de l'accumulation. La valeur optimale $V_W - V_p$ issue des simulations est de ~ 4 V. (voir partie 2.2.1). Selon les simulations, le gain sur l'efficacité d'accumulation est de l'ordre de 2, soit une efficacité de 2%.

Le temps d'accumulation des positons est limité par le temps pendant lequel le plasma d'électrons a une densité de l'ordre de 10^{17} m^{-3} pour assurer une modération efficace. Il est possible de garder constante la densité, et donc le potentiel V_p , en utilisant la technique du *rotating wall*² (voir partie 2.1.3).

Avec un flux de $10^8 \text{ e}^+/\text{s}$ à l'entrée du piège³, il faudrait alors plus de 3 heures pour atteindre la quantité de positons nécessaire à l'expérience GBAR, en prenant une efficacité d'accumulation de 2%. Ce temps est très grand devant la période de répétition de 100 secondes des pulses d'antiprotons délivrés par ELENA. Une nouvelle technique de piégeage à haute efficacité a donc été développée pour que le temps d'accumulation des positons soit de l'ordre de 100 s.

2. La fréquence de rotation du plasma utilisé est de $f_r \simeq 37 \text{ MHz}$. La technique du *rotating wall* n'a pu être testée par manque de générateur de signaux de cette fréquence.

3. ce flux correspond au flux maximal d'un Linac couplé à un modérateur en néon solide. La conception d'un tel système est en cours.

Chapitre 5

Accumulation de positons avec un faisceau pulsé dans un piège de Penning-Malmberg

5.1 Introduction

Notre équipe propose un nouveau dispositif pour accumuler des positons dans un piège Penning-Malmberg. Ce système utilise un faisceau pulsé de positons. Cette source est composée d'un accélérateur linéaire LINAC délivrant un faisceau pulsé d'électrons de haute énergie. Ces électrons sont injectés dans une cible de tungstène produisant des paires électron/positon via le rayonnement Bremsstrahlung. Les positons produits sont refroidis à une énergie de l'ordre de l'eV à l'aide d'un modérateur, une feuille de tungstène ou un modérateur cryogénique en néon solide. Les pulses de positons lents sont ensuite injectés dans le piège.

La technique d'accumulation est une amélioration de la technique de piégeage développée par Oshima et al. [72]. Cette technique utilise un faisceau continu de positons lents. Tout d'abord, les positons sont accélérés à une énergie de l'ordre du keV pour passer le miroir magnétique à l'entrée du piège. Les positons sont ensuite modérés par un cristal de tungstène fonctionnant en réflexion pour compresser la dispersion en énergie due au miroir magnétique et obtenir un faisceau mono-énergétique à l'intérieur du piège. Un plasma d'électrons lui aussi à l'intérieur du piège refroidit les positons après leur modération par collisions Coulombiennes. En effet, les positons modérés font un aller-retour dans le plasma d'électrons où ils perdent suffisamment d'énergie pour ne plus interagir avec le tungstène. Cette perte d'énergie dépend des paramètres du plasma d'électrons et de l'énergie cinétique des positons dans ce plasma. La modération par le cristal de tungstène est alors primordial pour ajuster l'énergie cinétique des positons modérés et donc maximiser la perte d'énergie dans le plasma en un aller-retour. Les positons suffisamment ralentis par le plasma d'électrons sont alors capturés dans un second puits de potentiel. La présence d'ions H_2^+ préalablement confinés dans ce puits permet cette capture. L'efficacité de cette technique d'accumulation correspondant au nombre de positons accumulés sur le nombre de positons injectés sur le modérateur tungstène est de 1%.

Le pouvoir d'arrêt d'un plasma d'électrons dépend de sa densité et de l'énergie cinétique des positons dans le plasma. Avec une densité de $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, ce pouvoir d'arrêt est de quelques eV par aller-retour ($\sim 60 \text{ cm}$). De plus l'efficacité de modération du cristal de tungstène est de 13%.

La nouvelle technique d'accumulation doit fournir à l'expérience GBAR une quantité de l'ordre de 2.5×10^{10} positons en un temps de l'ordre de la période de délivrance des pulses d'antiprotons fournis pour ELENA, $\sim 100 \text{ s}$. Cette nouvelle méthode d'accumulation est tout d'abord décrite, puis une analyse systématique de l'efficacité de piégeage en fonction des différents paramètres du piège est présentée.

5.2 Description de la technique d'accumulation

La méthode proposée est similaire à celle d'Oshima et al. Elle utilise le même type de piège et fait intervenir un plasma d'électrons pour modérer les positons. Cependant, elle nécessite un faisceau pulsé et les positons ne sont pas remodelés par un cristal de tungstène. L'absence de ce second modérateur entraîne directement un gain théorique d'un facteur dix sur l'efficacité maximale d'accumulation, si l'efficacité de modération dans le plasma d'électrons est conservée.

Avec un faisceau pulsé, les positons sont accumulés pulse par pulse dans un piège de type MRT où ils sont ralentis puis confinés sous forme d'un plasma non neutre. Pour chaque pulse, l'accumulation se fait en deux étapes successives, leur injection dans le piège où ils sont maintenus entre deux barrières de potentiel et leur refroidissement. Ce ralentissement intervient lors des multiples aller-retours des positons dans le plasma d'électrons. Ces allers-retours dans le plasma d'électrons suffisent à modérer efficacement les positons, le cristal de tungstène est donc inutile.

Le champ magnétique de 5 Teslas assure le confinement radial des particules au sein du piège, alors que les barrières de potentiel confinent longitudinalement les particules. La configuration électrique du piège est composée de :

- une barrière de potentiel en amont du piège, ouverte lors de l'injection des pulses de positons et fermée pendant leur refroidissement, nommée B_1
- un puits de potentiel harmonique où est confiné un plasma d'électrons pour le refroidissement des positons, nommé ET
- un puits de potentiel harmonique où sont stockés les positons sous forme d'un plasma non neutre, nommé PT
- une barrière de potentiel en aval du piège empêchant les pulses de sortir, nommée B_2 .

Chaque pulse est injecté de façon synchrone avec l'abaissement de la barrière de potentiel en amont B_1 , comme le montre la figure 5.1. Cette barrière de potentiel est fermée avant que le pulse sorte du piège après son premier aller-retour (figure 5.2). Durant le temps entre deux pulses τ_{int} , les positons sont refroidis par interaction avec le plasma d'électrons préalablement chargé. Le temps entre deux pulses est donné par la fréquence de tir du LINAC, $\tau_{int} = 1/f_{LINAC} = 5$ ms pour le prototype à Saclay. Les positons injectés doivent être suffisamment ralentis afin de les garder dans le piège lors de l'ouverture de la barrière de potentiel B_1 pour le pulse suivant (figures 5.3 et 5.4). Les positons refroidis sont piégés préférentiellement dans le puits harmonique par la présence d'ions H_2^+ par collisions élastiques et inélastiques [72], où ils forment un plasma non neutre. La quantité de positons confinés dépend de la profondeur du puits PT et de sa longueur. Typiquement, une quantité de plus de 10^{10} positons peut être stockée dans un puits de profondeur de 1000 V et d'une longueur de ~ 30 cm (figure 5.5).

Lorsque le plasma de positons atteint une densité de l'ordre de celle du plasma d'électrons, le refroidissement des pulses dans le plasma d' e^+ est efficace pour les stocker dans le piège. Le plasma d'électrons devient alors inutile. Celui-ci est éjecté laissant libre une partie du piège. Cette place peut être utilisée pour agrandir la longueur du puits PT et augmenter sa capacité de stockage.

Le tableau 5.1 donne le nombre de positons pouvant être accumulés dans un puits de potentiel harmonique suivant sa profondeur et sa longueur. La quantité maximale de particules stockées augmente linéairement avec la profondeur du puits (voir figure 4.4).

TABLE 5.1 – Quantité théorique de positons pouvant être stockée dans un puits parabolique de longueur 30 cm en fonction de la profondeur du puits

Profondeur (V)	Charge (e^+)
100	10^9
1000	10^{10}
2500	2.5×10^{10}

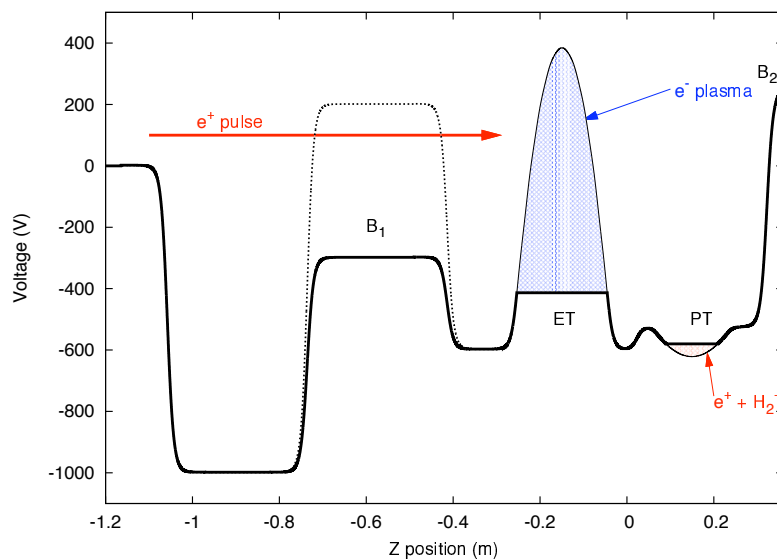


FIGURE 5.1 – Distribution de potentiel sur l'axe magnétique du piège en prenant compte des charges d'espace des plasmas d'électrons et de positons. La barrière de potentiel B_1 est ouverte de façon synchrone avec l'entrée du pulse de positons.

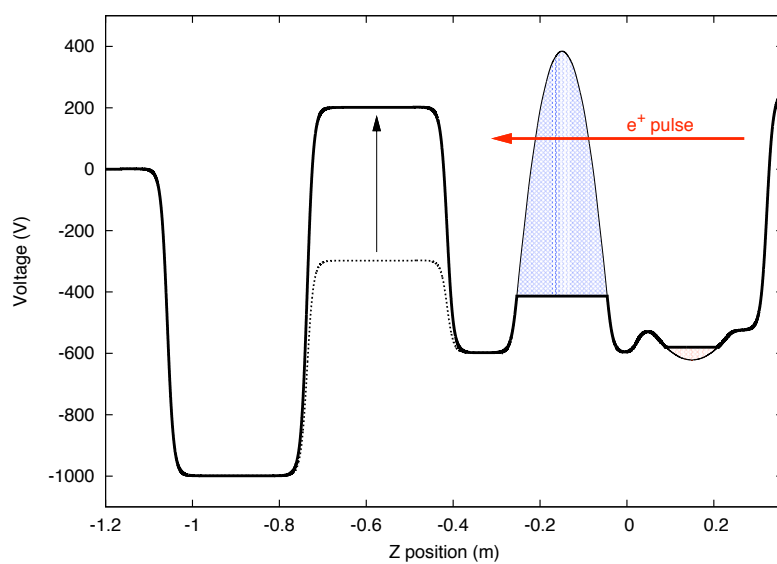


FIGURE 5.2 – Distribution de potentiel sur l'axe magnétique du piège en prenant compte des charges d'espace des plasmas d'électrons et de positons. La barrière de potentiel B_1 est fermée avant la sortie du pulse de positons injecté.

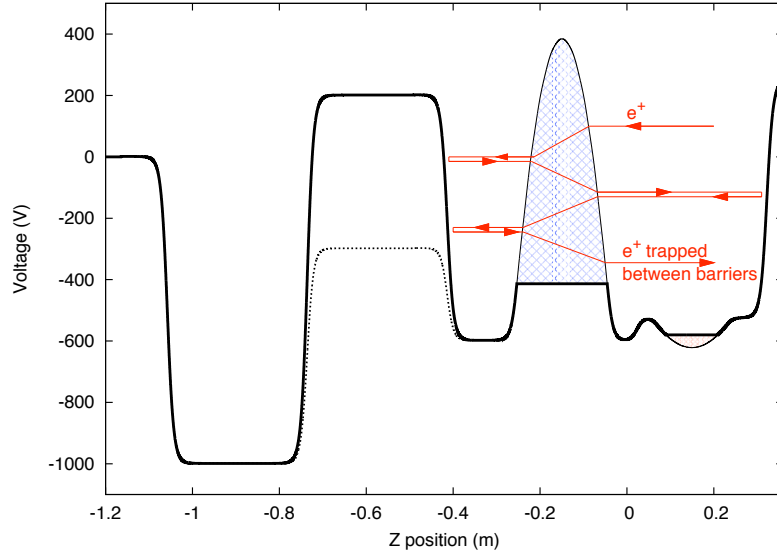


FIGURE 5.3 – Distribution de potentiel sur l'axe magnétique du piège en prenant compte des charges d'espace des plasmas d'électrons et de positons. Les positons sont modérés pendant leur multiples aller retour dans le plasma d'électrons. Les positons doivent être suffisamment modérés pour être confinés entre les deux barrières de potentiel avant la ré-ouverture de B_1 pour le pulse suivant.

5.3 Géométrie

L'aimant et le système d'électrodes du piège reste inchangé. Le champ magnétique est délivré par le solénoïde supraconducteur de RIKEN et le champ électrique est produit par le même jeu de 27 électrodes annulaires centrées sur l'axe magnétique, -13 à +13. La zone utile du piège s'étend sur 500 mm, où le champ magnétique est uniforme à 10^{-3} près. Les 23 électrodes de cette région sont utilisées pour produire les puits de potentiel. Les électrodes -11 à 0 forment le puits ET et les électrodes +1 à +11 forment le puits PT. leurs demi longueurs respectives sont $L_{ET} = 115$ mm et $L_{PT} = 92$ mm. La figure 5.6 montre la distribution des potentiels sur les électrodes pour une profondeur de 1000V pour ET et 50V, 500V et 1000V pour PT.

5.4 Plasma d'électrons

Le plasma d'électrons est chargé dans le puits à l'aide d'un canon à électrons avant l'injection des positons dans le piège. La densité requise est de $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$. La production d'un plasma de cette densité a été démontrée à RIKEN, en utilisant un puits de potentiel harmonique d'une profondeur de $\sim 1000\text{V}$ et d'une longueur de ~ 30 cm (voir partie 4.1). Le nombre d'électrons est de l'ordre de $\sim 2 \times 10^{10} e^-$. Le temps de vie d'un tel plasma a été mesurée, de l'ordre 800 s.

Pour éviter une perte de densité et allonger la durée de vie du plasma, la technique du *rotating wall* peut être utilisée. Ce champ tournant est produit à l'aide d'une électrode segmentée en quatre partie. Sur chaque quart est appliqué un signal sinusoïdal déphasé de 90° à l'aide d'un filtre passe-haut. L'amplitude du signal est inférieure à 1V.

5.4.1 Injection dans le piège

L'injection des pulses de positons dans le piège est un paramètre clé de la technique d'accumulation. Différents paramètres sont à prendre en considération :

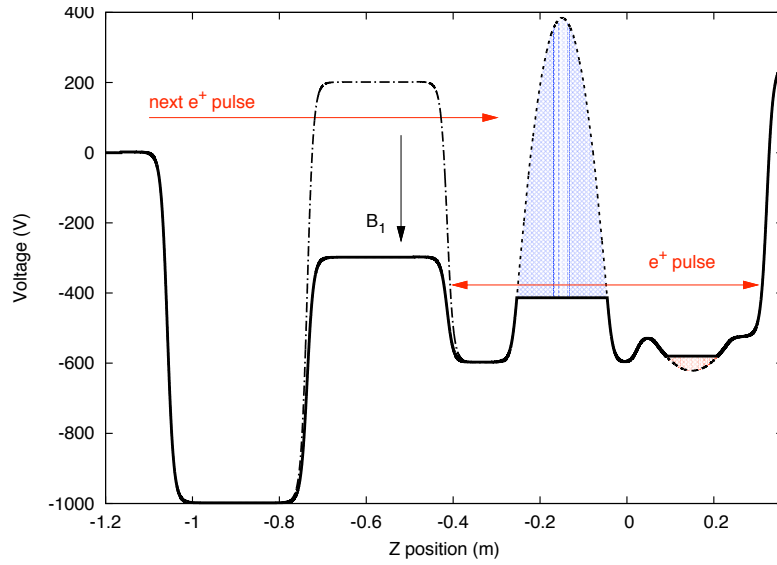


FIGURE 5.4 – Distribution de potentiel sur l'axe magnétique du piège en prenant compte des charges d'espace des plasmas d'électrons et de positons. Après modulation du pulse jusqu'à son confinement entre les deux barrières, le pulse suivant est injecté dans le piège.

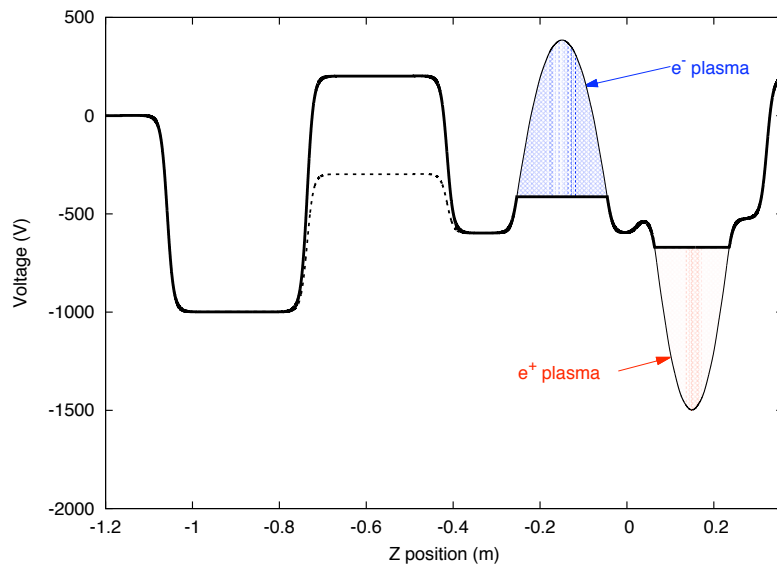


FIGURE 5.5 – Distribution de potentiel sur l'axe magnétique du piège en prenant compte des charges d'espace des plasmas d'électrons et de positons. Le puits PT a une profondeur de 1000V où peuvent être confinés $10^{10} e^+$.

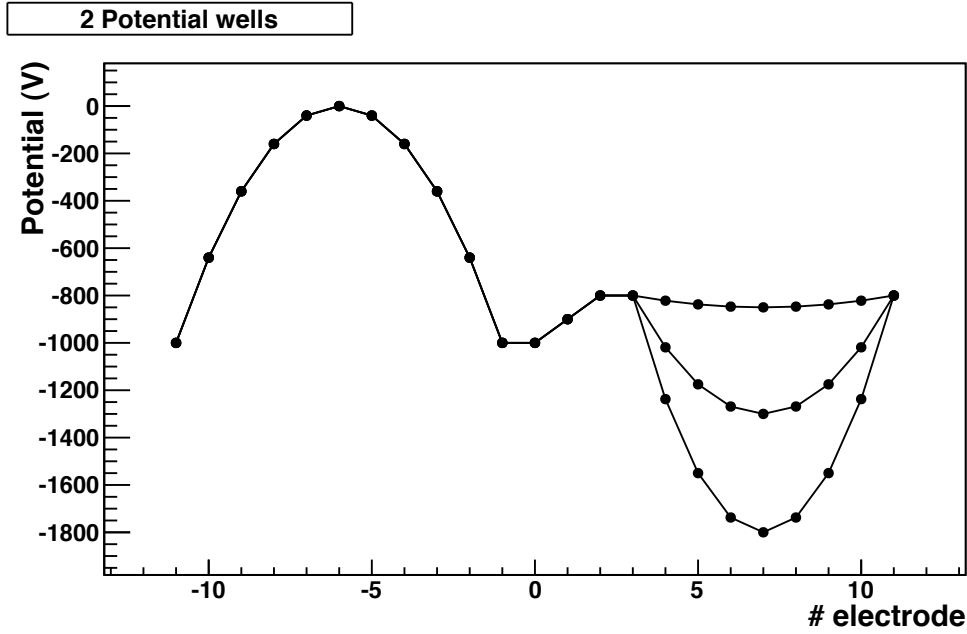


FIGURE 5.6 – Distribution des potentiels sur les électrodes -11 à +11 pour former les deux puits de potentiels harmoniques ET et PT avec des profondeurs respectivement de 1000V et 50V, 500V ou 1000V.

- le temps du premier aller-retour des positons entre les deux barrières de potentiel
- l'accélération des positons pour traverser le miroir magnétique à l'entrée du piège

On utilise un système de coordonnées cylindriques, où l'axe z est l'axe de symétrie du piège, ou axe faisceau.

Temps du premier aller-retour entre les deux barrières de potentiel

Soient t_p la largeur temporelle du paquet de positons, et t_{AR}^0 le temps du premier aller-retour d'un positon entre les deux barrières de potentiel. Ces temps doivent satisfaire la condition suivante pour que le pulse entier puisse être confiné entre les deux barrières :

$$t_p < t_{AR}^0 \quad (5.1)$$

Soit t_b le temps pendant lequel la barrière de potentiel en amont est ouverte. Ce temps doit être supérieur à t_p pour laisser entrer la totalité des positons du pulse, et inférieur à t_{AR}^0 pour piéger la totalité des positons entre les deux barrières de potentiel.

$$t_p < t_b < t_{AR}^0 \quad (5.2)$$

Le temps d'aller-retour t_{AR}^0 dépend de l'impulsion longitudinale des positons injectés et de la distribution des potentiels électriques dans le piège. Celle-ci prend en compte :

- les potentiels appliqués sur les électrodes
- les potentiels propres des plasmas d'électrons et de positons

Le temps d'aller-retour t_{AR}^0 a été déterminé par simulation pour différentes configurations dans la partie 5.5.6.

De plus, les hauteurs des barrières de potentiel doivent être supérieures à l'énergie longitudinale initiale des positons injectés dans le piège pour les y confiner.

Miroir magnétique

L'énergie cinétique des positons issus de la source pulsée est de l'ordre de l'eV. La présence d'un miroir magnétique en amont du piège limite l'efficacité d'entrée des pulses. En effet, les positons sont

amenés de la source pulsée au piège par l'intermédiaire d'une ligne de transport magnétique de 10 mT. le champ magnétique dans le piège est de 5 Teslas. Ceci implique que l'énergie cinétique des positons doit être de l'ordre du keV pour traverser le miroir magnétique (voir partie 2.2.1). Les positons sont accélérés suivant l'axe faisceau à l'entrée du piège.

Les deux premières électrodes (-13 et -12) du piège sont situées dans le gradient de champ. La première est portée à un potentiel négatif V_{acc} pour accélérer les positons, la première barrière de potentiel est mise sur la seconde électrode. Soient V_b^{OPEN} et V_b^{CLOSED} les potentiels lorsque la barrière B_1 est ouverte ou fermée. Le potentiel de la barrière ouverte est supérieur ou égal au potentiel d'accélération

$$V_{acc} \leq V_b^{OPEN} < 0 \quad (5.3)$$

L'efficacité d'entrée dans le piège dépend de l'espace des phases initial des positons et des potentiels V_{acc} et V_b^{OPEN} . Cependant, le temps de refroidissement des positons dans le plasma augmente avec leur énergie cinétique, soit avec $|V_{acc}|$. De plus la perte d'énergie requise pour que les positons ne s'échappent pas du piège lorsque la barrière est abaissée augmente avec $|V_b^{OPEN}|$.

D'autre part, le potentiel V_b^{OPEN} doit être supérieur au potentiel dans le plasma d'électrons V_p^- pour que les positons soient confinés entre les deux barrières à l'ouverture de B_1 .

Les potentiels V_{acc} et V_b^{OPEN} ont été optimisés par simulation pour différentes configurations dans la partie 5.5.3.

5.4.2 Ralentissement des positons injectés

Les positons injectés sont ralentis par collisions coulombiennes avec un plasma d'électrons chargé dans le puits de potentiel ET. Cette décélération est effective lors des multiples aller-retours des positons dans le plasma d'électrons. Le pouvoir d'arrêt d'un tel plasma est déterminé analytiquement en utilisant le modèle présenté dans la partie 2.2.1. Le plasma d'électrons utilisé pour le ralentissement des positons a les mêmes caractéristiques que le plasma utilisé dans la technique de RIKEN. Il a une densité de $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et une température estimée dans l'intervalle $[0.1; 1] \text{ eV}$. La résolution de l'équation différentielle 2.51 donne le temps de refroidissement jusqu'à la température du plasma. Ce temps est donné en fonction de l'énergie cinétique initiale d'un positon dans le plasma et selon la température du plasma dans la figure 5.7. L'énergie cinétique transverse est considérée nulle. Le temps de refroidissement pour des positons d'énergie cinétique de 1 keV est inférieur à 1 ms pour les deux températures. Le pouvoir d'arrêt diminue avec l'énergie cinétique longitudinale des positons. Ainsi la modération des positons devient de plus en plus efficace avec le temps de modération.

Pour garder les positons entre les deux barrières de potentiel lors de l'injection d'un nouveau pulse, ils doivent perdre assez d'énergie longitudinale pendant le temps entre deux pulses τ_{int} pour ne pas franchir la barrière amont abaissée.

Soit $E_{||,p}(t) = 1/2mv_z^2(t)$, leur énergie longitudinale au niveau du plasma d'électrons au temps t . Soit V_p^- le potentiel dans ce plasma. Le confinement entre les deux barrières de potentiel avec B_1 ouverte est effectif lorsque :

$$E_{||,p}(t = t_m) < e(V_b^{OPEN} - V_p^-) \quad (5.4)$$

Le temps de modération t_m nécessaire pour confiner les positons entre les deux barrières de potentiel avec B_1 ouverte, est un des paramètres clés de la technique d'accumulation. Il doit être inférieur à τ_{int} pour tous les positons pour que la totalité du pulse soit piégée entre les barrières.

Le temps t_m a été déterminé par simulation en prenant compte du temps effectif passé dans le plasma pour chaque aller retour. (voir partie 5.5.6).

Lorsque l'énergie cinétique des positons est de l'ordre de quelques eV dans le plasma, on se trouve dans le même cas de figure que la technique d'accumulation avec faisceau continu développée par Oshima et al..

Confinement dans le puits de potentiel harmonique

A l'instar des positons assez ralentis pour ne plus interagir avec le modérateur tungstène dans la technique d'Oshima et al., les positons piégés entre les barrières de potentiels, même si B_1 est ouverte, sont modérés par le nuage d'ions et les positons déjà accumulés dans le puits PT pour être confinés dans ce puits.

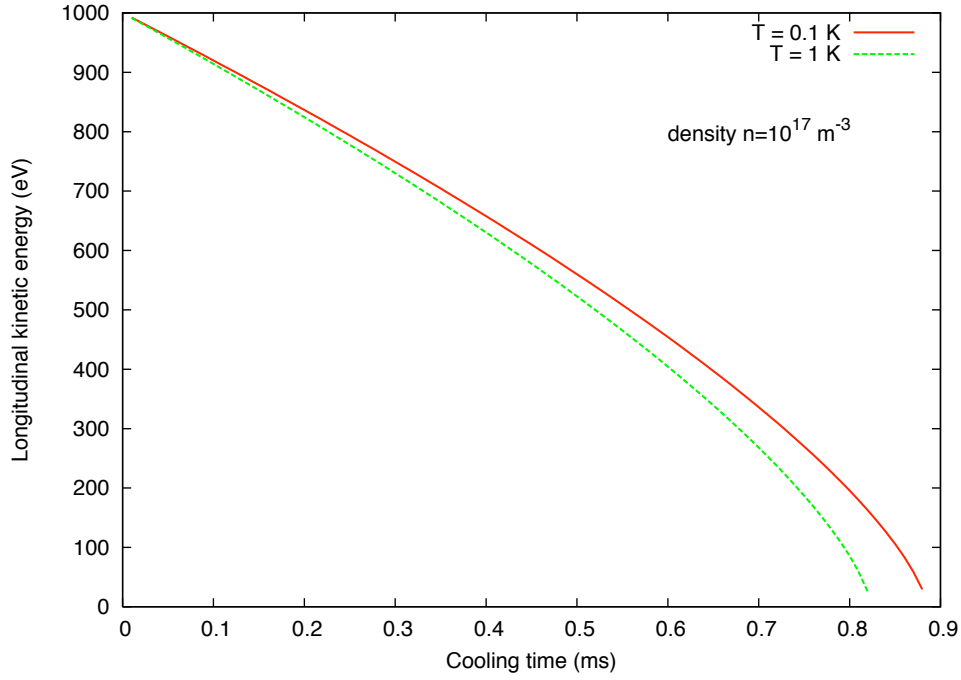


FIGURE 5.7 – Evolution de l'énergie cinétique longitudinale des positons en fonction du temps passé dans un plasma d'électrons de $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et de température 0.1 et 1 K. A $t = 0$, l'énergie radiale est considérée nulle.

Les ions H_2^+ sont issus de l'ionisation des gaz résiduels lors de l'injection des électrons dans le puits de potentiel harmonique ET. L'ionisation contrôlée du gaz résiduel avant le chargement du plasma d'électrons permet l'obtention d'un plasma de l'ordre de 10^8 H_2^+ dans le puits PT.

La différence de potentiel entre le potentiel plasma des électrons V_p^- et les extrémités du puits PT, V_{ext}^+ , détermine l'énergie longitudinale que doivent perdre les positons pour être piégés dans PT. L'efficacité de modération dépend des paramètres des plasmas d'ions et de positons, notamment leur densité. Elle dépend aussi de l'énergie cinétique des positons incidents, déterminée par la différence de potentiel entre le potentiel dans le plasma des électrons V_p^- et le potentiel dans le plasma de positons et d'ions V_p^+ . Ce dernier dépend de la charge d'espace des plasmas d'ions et de positons.

Une fois dans le puits de potentiel harmonique, les positons sont refroidis par rayonnement cyclotron et forment un plasma non neutre.

Au début de l'accumulation, il n'y pas de positons accumulés dans le puits PT. Soit δE l'énergie cinétique des positons après modération par le plasma d'électrons. δE est de l'ordre de l'énergie thermique du plasma. L'énergie cinétique des positons au fond du puits PT est alors $\delta E + \Delta\phi$ où $\Delta\phi = V_p^- - V_p^+$ est la différence de potentiel entre le potentiel au niveau du plasma d'électrons et le potentiel dans le nuage d'ions (figure 5.8). Cette différence de potentiel est de 100V pour un puits de 50V dans la technique de Oshima et al..

Le pouvoir d'arrêt des ions, i.e. l'efficacité de piégeage dans PT, décroît avec l'énergie des positons et donc avec $\Delta\phi$. Ceci implique que $\Delta\phi$ doit être petit en début d'accumulation. La profondeur du puits PT est augmentée alors au fur et à mesure de l'accumulation. De plus, l'efficacité de piégeage dans le puits PT augmente avec le nombre de positons confinés.

Comme dans le cas de la technique d'Oshima et al., le temps de modération des positons par le nuage

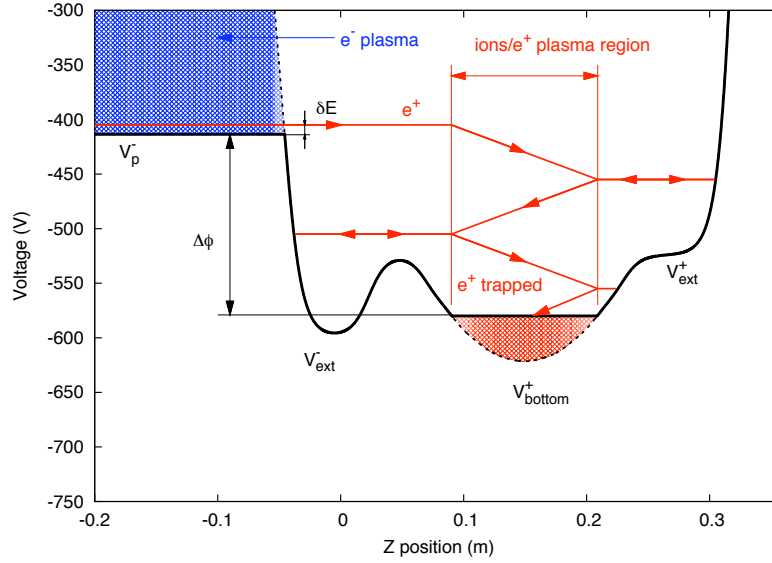


FIGURE 5.8 – Distribution des potentiels au niveau du puits PT. Une fois à une énergie cinétique de l'ordre de l'énergie thermique des électrons au niveau du plasma d'électrons, les positons sont ralentis longitudinalement pendant leurs multiples allers-retours dans le nuage ions et de positons déjà accumulés.

d'ions est négligeable devant le temps total d'accumulation. Cette partie n'a donc pas été simulée.

En outre, la différence de potentiel $\Delta\phi$ doit rester constante tout au long de l'accumulation pour que le temps du premier d'aller-retour du pulse de positons reste constant.

Si $V_{ext}^+ > V_{ext}^-$, un puits de potentiel est formé entre les deux puits parabolique ET et PT. En utilisant la seconde méthode d'ionisation utilisée à RIKEN (voir partie 4.1.4), il n'y a pas d'accumulation d'ions dans ce puits. L'efficacité d'accumulation de positons dans ce creux est alors divisée par un facteur 10 [72]. Pour éviter, toute accumulation dans ce puits, il suffit de le supprimer en plaçant les extrémités des puits ET et PT au même potentiel ($V_{ext}^+ = V_{ext}^-$). La différence de potentiel $\Delta\phi$ est alors de ~ 150 V. Le temps de ralentissement par les ions et les positons est alors augmenté mais reste négligeable devant le temps d'accumulation.

5.4.3 Utilisation du plasma de positons seul

Lorsque le plasma de positons atteint une densité de $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, le refroidissement des pulses dans ce plasma est efficace. Le plasma d'électrons est donc éjecté vers l'amont du piège pour ne pas détruire le plasma d' e^+ situé en aval. En effet, la charge espace des électrons changerait la distribution de potentiel au niveau des positons lors de leur passage dans le plasma d' e^+ . De plus, la technique de *rotating wall* est utilisée pour garder constante la densité. D'autre part, le nuage d'ions peut être éjecté en excitant son mode dipolaire.

La partie du piège où se trouvaient les électrons peut alors être utilisée pour les positons en augmentant la longueur du puits PT. Cet agrandissement doit se faire tout en gardant constante la densité du plasma, et donc doit se faire au fur et à mesure de l'accumulation des pulses.

L'utilisation du plasma de positons comme seul modérateur des pulses est nécessaire, si on ne peut plus augmenter la profondeur du puits PT. En effet, sa profondeur est limitée par la tension maximale qui peut être appliquée sur les électrodes sans claquage. Lorsque la profondeur de PT est maximale, la seule méthode pour augmenter la capacité de stockage du puits PT est son allongement.

5.5 Simulation

L'injection des pulses de positons dans le piège a été simulée dans la configuration avec le plasma d'électrons. Le potentiel d'accélération sur la première électrode V_{acc} ainsi que le potentiel V_b^{OPEN} de la barrière B_1 ont été optimisés. Les temps d'aller-retours t_{AR} ont été déterminés ainsi que le temps t_m de modération des positions jusqu'à leur capture entre B_1 et B_2 .

5.5.1 Description du code

Le code a été développé pour simuler l'évolution de particules chargées dans un champ électromagnétique. L'algorithme se compose en deux parties, l'initialisation et une boucle de temps. Pendant la phase d'initialisation, la distribution des particules et le champ électromagnétique sont générés. Dans la boucle de temps sont intégrées les équations du mouvement en tenant compte du champ électromagnétique aux positions des particules pour calculer leur position au pas suivant. Le pas de temps est de 1 ps pour résoudre le mouvement cyclotron dans le champ de 5 Teslas, la période cyclotron valant $\tau_c = 2\pi/\omega_c = 7.1$ ps. Les équations du mouvement sont résolues en utilisant un intégrateur de type BORIS [90]. Les coordonnées cartésiennes sont utilisées. L'origine du référentiel est le centre de la bobine de l'aimant supraconducteur.

Champ magnétique

Le champ magnétique de l'aimant supraconducteur est approximé par celui du bobinage de l'aimant sans prendre en compte l'environnement ferromagnétique de l'ensemble. Il est axisymétrique, $B_\theta = 0$.

Le design de la ligne de transport de Saclay n'étant pas encore défini, la géométrie de celle de RIKEN est utilisée (figure 3.5). La ligne est composée de bobines de Helmholtz produisant un champ sur l'axe de 10 mT. Seules les deux dernières bobines sont utilisées dans la simulation.

Le champ magnétique est calculé analytiquement avec la loi de Biot et Savard sur une carte de champ en deux dimensions (r, z) (coordonnées cylindrique) d'une longueur de 2400 mm depuis le centre du bobinage de l'aimant supraconducteur et d'un rayon de 30 mm. Les pas du maillage sont de $\Delta z = 1$ mm et $\Delta r = 5 \mu\text{m}$. Le champ magnétique sur l'axe faisceau est montré dans la figure 5.13.

Le champ magnétique à la position des particules est donné par interpolation quadratique à partir de la carte de champ. L'interpolation utilise les 9 points de la carte adjacents à la position de la particule. Chaque composante du champ magnétique B_i est ajustée par un polynôme du second degré :

$$B_i = A_{i,00} + A_{i,10}r + A_{i,01}z + A_{i,20}r^2 + A_{i,11}zr + A_{i,02}z^2 \quad (5.5)$$

Les coefficients $A_{i,rz}$ sont déterminés en minimisant la quantité S_i

$$S_i = \sum_{n=0}^{n=8} (B_i - B_{i;n,grid})^2 \quad (5.6)$$

où $B_{i;n,grid}$ correspond à la composante i du champ magnétique du point n de la carte. Une fois que le champ magnétique est calculé à la position de la particule, il est converti en coordonnées cartésiennes et implémenté dans les équations du mouvement.

Distribution de potentiel

La distribution de potentiel prend en compte le potentiel produit par les électrodes et le potentiel généré par les plasmas non neutres.

Le potentiel externe est calculé analytiquement en résolvant l'équation de Poisson sans présence des plasmas. Les conditions aux limites sont les potentiels appliqués sur les électrodes. L'expression du potentiel $\phi_{elec}(r, z)$ produit par une électrode annulaire de rayon intérieur $R_{elec} = 2$ cm et de longueur $L_{elec} = 2$ cm est :

$$\phi_{elec}(r, z) = \frac{V_0 L_{elec}}{L_{sys}} \left[\frac{I_0(kr)}{I_0(kR_{elec})} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_0(nkr)}{I_0(nkR_{elec})} \frac{\sin(nkL_{elec})}{nkL_{elec}} \cos(nkz) \right], \quad k = \frac{\pi}{L_{sys}} \quad (5.7)$$

où L_{sys} et V_0 sont respectivement la longueur du cylindre dans lequel est calculé le potentiel et le potentiel appliqué sur l'électrode. $I_0(r)$ correspond à la fonction de Bessel modifiée de première espèce. L'origine correspond au centre de l'électrode.

Les plasmas non neutres utilisés sont stockés dans des puits de potentiel paraboliques. Dans un tel puits, le plasma a une forme ellipsoïdale sur l'axe magnétique. Chaque plasma est défini par son rayon $r_{p,\pm}$ et sa demi longueur $z_{p,\pm}$ et la position de son centre sur l'axe faisceau $z_{0,\pm}$. L'espace du plasma est donc défini en coordonnées cylindriques par l'inégalité :

$$\frac{r^2}{r_{p,\pm}^2} + \frac{(z - z_{0,\pm})^2}{z_{p,\pm}^2} < 1 \quad (5.8)$$

Dans le plasma, le potentiel est constant suivant l'axe magnétique. En effet, le potentiel propre du plasma s'annule avec le potentiel harmonique extérieur. Les lignes équipotentielles sont parallèles à l'axe magnétique. L'expression du potentiel total à l'intérieur du plasma ne dépend que de r :

$$\phi(r) = \frac{1}{4} \frac{m\omega_p^2}{e} r^2 = \frac{1}{4} \frac{ne}{\epsilon_0} r^2 + V_{p,\pm} \quad (5.9)$$

où $V_{p,\pm}$ est le potentiel sur l'axe magnétique de chaque plasma. Dans la simulation, la distribution des potentiels est donc modifiée au niveau des puits de potentiels ET et PT pour prendre en compte le potentiel propre des plasmas. Il est déduit de la valeur du potentiel extérieur en $z = z_{0,\pm} + z_{p,\pm}$ (ou $z = z_{0,\pm} - z_{p,\pm}$).

5.5.2 Initialisation des positons

Les positons sont générés au niveau de la ligne de transport où le champ magnétique est de 10 mT à 2.35 m du centre du piège. L'origine du repère est le centre de l'aimant supraconducteur.

Plusieurs distributions sont utilisées pour la position des positons dans le plan transverse à l'axe magnétique :

1. une distribution uniforme sur un disque de 5 mm de diamètre.
2. une distribution gaussienne centrée de largeur à mi hauteur de 5 mm.

Ces distributions sont en accord avec la tache faisceau observée à RIKEN. Deux distributions pour l'énergie cinétique des positons sont utilisées :

1. une distribution gaussienne pour l'énergie cinétique de moyenne 3 eV et de largeur à mi hauteur de 2 eV. La moyenne correspond à la fonction de travail du néon. La largeur à mi hauteur correspond à l'élargissement en énergie mesurée par Wu et al. [91]. La direction de la vitesse initiale dans le plan transverse est prise uniforme sur 2π . La distribution du cosinus de l'angle zénithal θ entre la direction de la vitesse et l'axe faisceau est aussi uniforme. Après génération, les positons sont accélérés dans la direction de l'axe faisceau de 50 eV pour simuler le biais sur le modérateur.
2. l'énergie longitudinale des positons est fixée à 53 eV correspondant à la fonction de travail du néon et au biais pour le modérateur. L'énergie transverse est distribuée selon une fonction présentée dans la figure 5.9. Cette distribution correspond à celle mesurée par Mills et al. [24].

5.5.3 Entrée dans le piège

Les quatre initialisations sont utilisées pour simuler l'efficacité d'entrée dans le piège des positons. Elles sont comparées aux mesures menées à RIKEN afin de garder l'initialisation la plus réaliste. Puis les potentiels V_{acc} et V_b^{OPEN} sont optimisés par simulation pour obtenir la meilleure efficacité d'entrée du pulse dans le piège.

Comparaison aux mesures menées à RIKEN

Toutes les électrodes du piège sont au potentiel V_{acc} . Les efficacités d'entrée sont simulées par des valeurs de V_{acc} dans l'intervalle $[-200; -1200]$ V. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 5.10. Pour $V_{acc} = -1200$ V, Les efficacités données par le premier et le second type de distribution en énergie sont respectivement de 74% et 96%. L'efficacité d'entrée est plus faible pour le premier type de

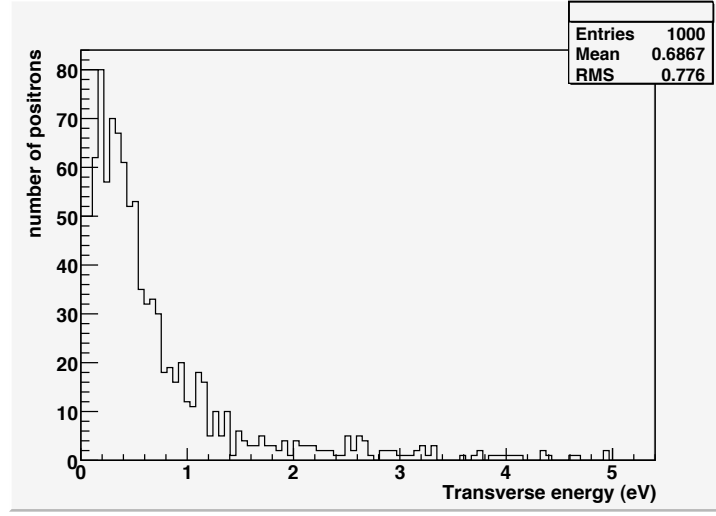


FIGURE 5.9 – Energie cinétique transverse initiale des positons correspondant aux mesures de [24].

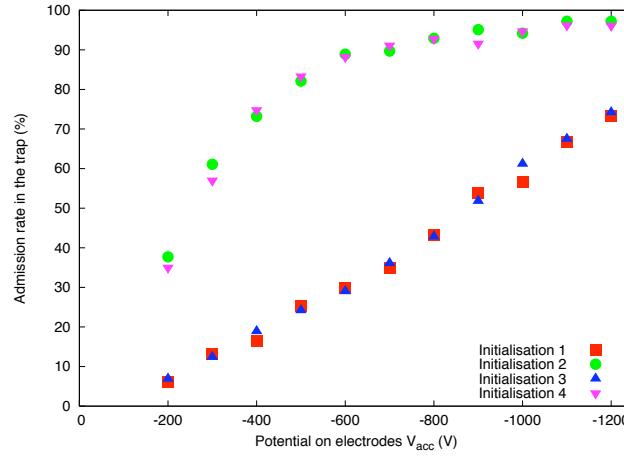


FIGURE 5.10 – Efficacité d’entrée dans le piège en fonction du potentiel sur toutes les électrodes V_{acc} . Les initialisations 1 et 2 utilisent la distribution uniforme sur un disque pour les positions des positons. Les initialisations 3 et 4 utilisent la distribution gaussienne pour les positions des positons. Les initialisations 1 et 3 utilisent la première distribution en énergie et les initialisations 2 et 4 la seconde.

distribution car sa moyenne de l’énergie transverse est plus grande (voir partie 2.2.1). Les deux types de distribution en positions donnent des résultats équivalents.

Le flux de positons en sortie du piège a été mesurée en fonction de V_{acc} (voir partie 4.2.2), c’est-à-dire en fonction de l’accélération des positons dans le miroir magnétique. Le flux atteint saturation à partir de ~ -1000 V. Les résultats des simulations sont comparés aux mesures effectuées à RIKEN. L’évolution du flux de positons entrés dans le piège augmente linéairement avec V_{acc} pour la première distribution en énergie, ce qui ne correspond pas aux observations à RIKEN. Cependant les simulations avec la seconde distribution sont compatibles avec les mesures menées à RIKEN, comme le montre la figure 5.11. Sur ce graphique, les mesures de flux de RIKEN et les résultats des simulations sont normalisées avec les valeurs obtenues pour $V_{acc} = -1200$ V.

Par la suite, La distribution gaussienne pour la position des positons et la seconde distribution en

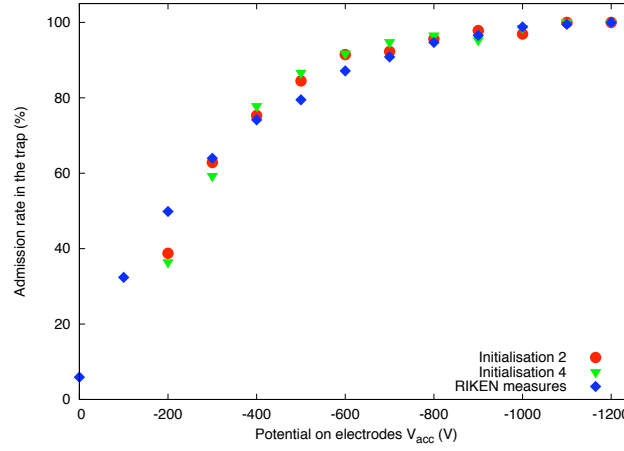


FIGURE 5.11 – Efficacité d’entrée dans le piège en fonction du potentiel sur toutes les électrodes V_{acc} normalisée à la valeur obtenue pour $V_{acc} = -1200$ V.

énergie sont utilisées.

Prise en compte de la barrière de potentiel V_b^{OPEN}

La hauteur de la barrière de potentiel en amont du piège B_1 pendant l’injection du pulse de positons doit être pris en compte pour déterminer l’efficacité d’entrée dans le piège. Les paramètres des simulations sont alors le potentiel V_b^{OPEN} appliqué sur l’électrode -12 et le potentiel V_{acc} appliqué sur toutes les autres électrodes. Les deux potentiels sont pris respectivement dans les intervalles $[-100; -500]$ V et $[-600; -1000]$ V. Le biais d’accélération des positons à l’initialisation est de 50 V.

Les résultats sont présentés dans la figure 5.12. L’erreur statistique sur l’efficacité est de 2 %. On observe une baisse de l’efficacité d’entrée dans le piège par rapport aux simulations précédentes du fait de la présence du potentiel V_b^{OPEN} . Celui-ci est en effet une barrière de potentiel pour les positons ayant une énergie cinétique longitudinale inférieure à $|eV_b^{OPEN}|$. L’efficacité d’entrée dans le piège augmente avec $|V_b^{OPEN}|$. Pour $V_{acc} = -1000$ V et $V_b^{OPEN} = -300$ V, l’efficacité d’entrée dans le piège est de 82% soit une perte d’efficacité de 13 points.

5.5.4 Temps du premier aller-retour dans le piège

Le temps du premier aller-retour a été simulé pour connaître le temps d’ouverture de la barrière de potentiel en amont du piège B_1 . Ce temps dépend des différents paramètres :

- l’énergie longitudinale des positons avant leur entrée dans le piège, c’est-à-dire du potentiel sur le modérateur.
- le potentiel d’accélération V_{acc} sur la première électrode du piège accélérant les positons dans le miroir magnétique. Celui-ci est fixé à -1000 V.
- le potentiel de la barrière B_1 . V_b^{OPEN} est fixé à -300 V.
- la distribution des potentiels dans le piège.

Configuration du piège

Le puits parabolique ET où est confiné le plasma d’électrons a une profondeur de $\Delta V^- = 1000$ V. Les extrémités du puits ET sont portées aux potentiels V_{ext}^- . Dans cette configuration et pour un plasma de 10^{17} m^{-3} , le potentiel plasma sur l’axe magnétique est approximativement de $V_p^- \sim V_{ext}^- + 200$ V. Ce résultat provient de la recherche du potentiel V_W optimal dans la technique d’accumulation d’Oshima et al. avec un puits de demi longueur $L_{ET} = 161$ mm. Les demi axes du plasma utilisé dans les simulations

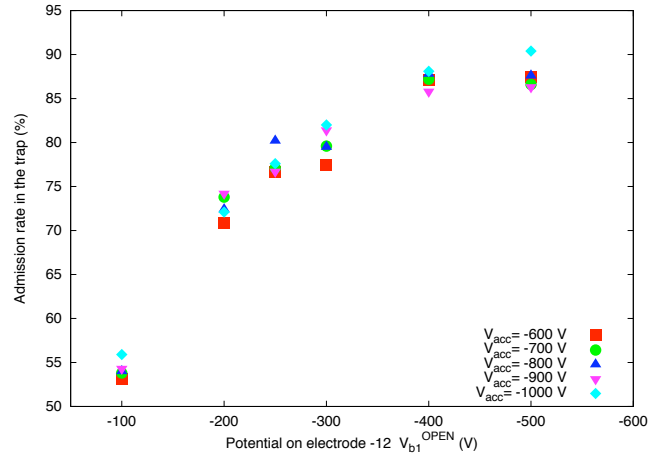


FIGURE 5.12 – Efficacité d’entrée dans le piège en fonction du potentiel V_b^{OPEN} et du potentiel sur toutes les autres électrodes V_{acc} .

sont de $z_{p-} = 104$ mm et $r_{p-} = 400$ μ m. Le puits PT des positons est placé relativement au potentiel plasma des électrons, et donc de V_{ext}^- . La différence de potentiel entre V_{ext}^- et le potentiel V_{ext}^+ du puits PT est fixé à 50 V. Sa profondeur est fixée à $\Delta V^+ = 100$ V. On se place dans la configuration où il n’y a pas encore de positons dans le puits PT.

La figure 5.13 représente la configuration électromagnétique dans le piège pour $V_{acc} = -1000$ V, $V_b^{OPEN} = -300$ V, $V_{ext} = -600$ V et $V_p^- = -410$ V. Dans cette configuration, le potentiel dans le plasma est inférieur au potentiel de B_1 ouverte. Plusieurs configurations de potentiels sont utilisées. La barrière de potentiel B_1 est laissée ouverte. Le potentiel des extrémités du puits ET est pris dans l’intervalle $[-800; -600]$ V.

Paramètres de simulation

Les positons sont générés à $z = -2.35$ m du centre du bobinage. Le champ magnétique est de 10 mT. Toute la traversée du gradient de champ est donc simulée. Le temps de départ des antiparticules est fixé à 0 ns. Le temps initial du premier aller-retour est défini par le temps de passage du positon au niveau de l’extrémité amont de l’électrode -11 ($z = -0.35$ m), c’est-à-dire après avoir franchi la barrière de potentiel B_1 après son injection dans le piège. Le temps final est donné par le passage du positon à la même position mais après son aller-retour, c’est-à-dire juste avant de traverser à nouveau B_1 .

Résultats des simulations

La figure 5.14 présente les résultats obtenus pour un biais sur le modérateur de 50 V.

La dispersion du temps initial et du temps final de l’aller-retour est due au transport des particules de la ligne de transport au piège, l’écart-type de ces deux distributions sont respectivement de l’ordre de ~ 4 ns et ~ 15 ns. Les temps minimaux d’aller-retour pour $V_{ext}^- = -600$ V, -700 V et -800 V sont respectivement 103 ns, 95 ns et 89 ns. Ces temps diminuent avec $|V_{ext}^-|$. En effet, l’énergie cinétique des positons dans le piège augmente avec $|V_{ext}^-|$.

Ces temps d’aller-retour dans le piège sont très inférieurs par rapport à la durée des pulses de positrons lents, de l’ordre de 4 μ s pour l’installation à Saclay. Les pulses devront donc être compressés en temps avant leur injection dans le piège. Par la suite, on estimera que la durée du pulse de positons arrivant sur le modérateur est égal à la largeur du pulse d’électrons généré par l’accélérateur, $\tau_{Linac} = 4$ μ s.

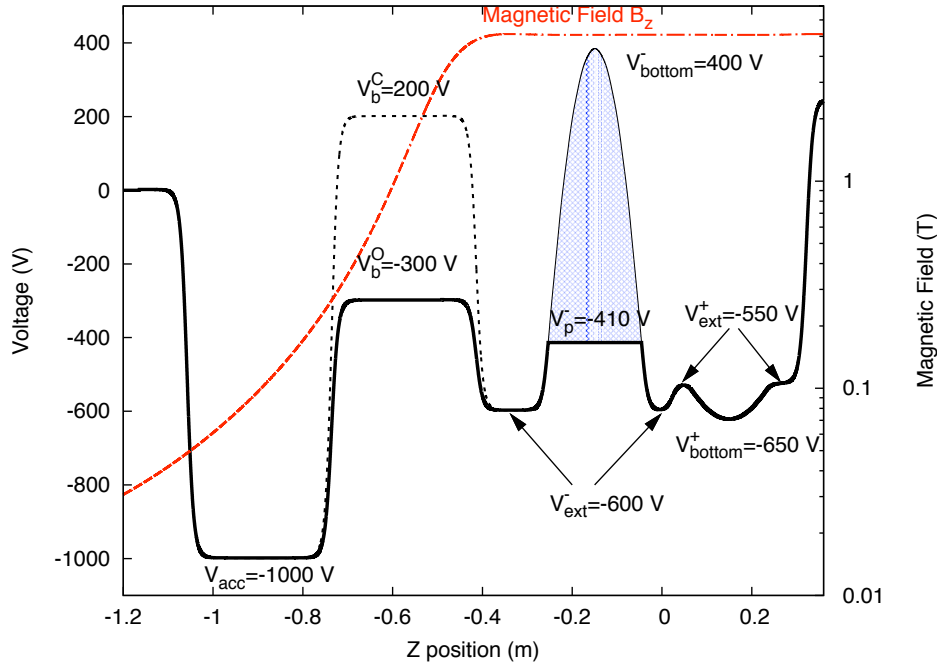


FIGURE 5.13 – Champ magnétique et potentiel électrique sur l’axe magnétique du piège pour $V_{acc} = -1000$ V, $V_b^{OPEN} = -300$ V, $V_{ext} = -600$ V, $\Delta V^+ = 100$ V et $V_p^- = -410$ V.

5.5.5 Compression temporelle des pulses de positons lents

La compression des pulses de positons lents est effectuée au niveau du modérateur. Son potentiel est augmenté au cours du pulse pour accélérer les positons. Une plus grande accélération des positons tardifs leur permet de rattraper les premiers positons du pulse. La compression est effective au point focal. Le point focal est choisi entre les électrodes -12 et -11, soit situé après la barrière B_1 . Ainsi, la compression ne dépend pas de la distribution de potentiel entre les barrières.

Le point focal est à 13 m du modérateur. L’évolution du potentiel sur le modérateur pour compresser le pulse est déterminée par simulation.

Détermination du temps de trajet du modérateur au point focal

La distance entre le modérateur et le centre du piège est de 13 m. Le temps de simulation sur cette distance est trop grand pour être effectuée. Le temps de transport entre le modérateur et le point d’initialisation de la simulation est donc calculé analytiquement. Du modérateur au point d’initialisation des positons dans la simulation ($z = -2.35$ m), on considère que l’énergie cinétique longitudinale initiale des positons reste invariante dans la ligne de transport comme le champ magnétique est constant. Le temps de parcours t_1 des positons sur cette longueur, $l_1 = 10.65$ m, ne dépend alors que du biais V_{mod} appliqué sur le modérateur :

$$t_1 = \frac{l_1}{\sqrt{2(eV_{mod} + 3)/m}} \quad (5.10)$$

Les 3 eV correspondent à la fonction de travail estimée du modérateur néon.

Le temps t_2 de propagation entre le point d’initialisation, $z = -2.35$ m, et le point focal, $z = -0.35$ m, est déterminé par simulation. Le miroir magnétique et l’accélération des positons sont pris en compte.

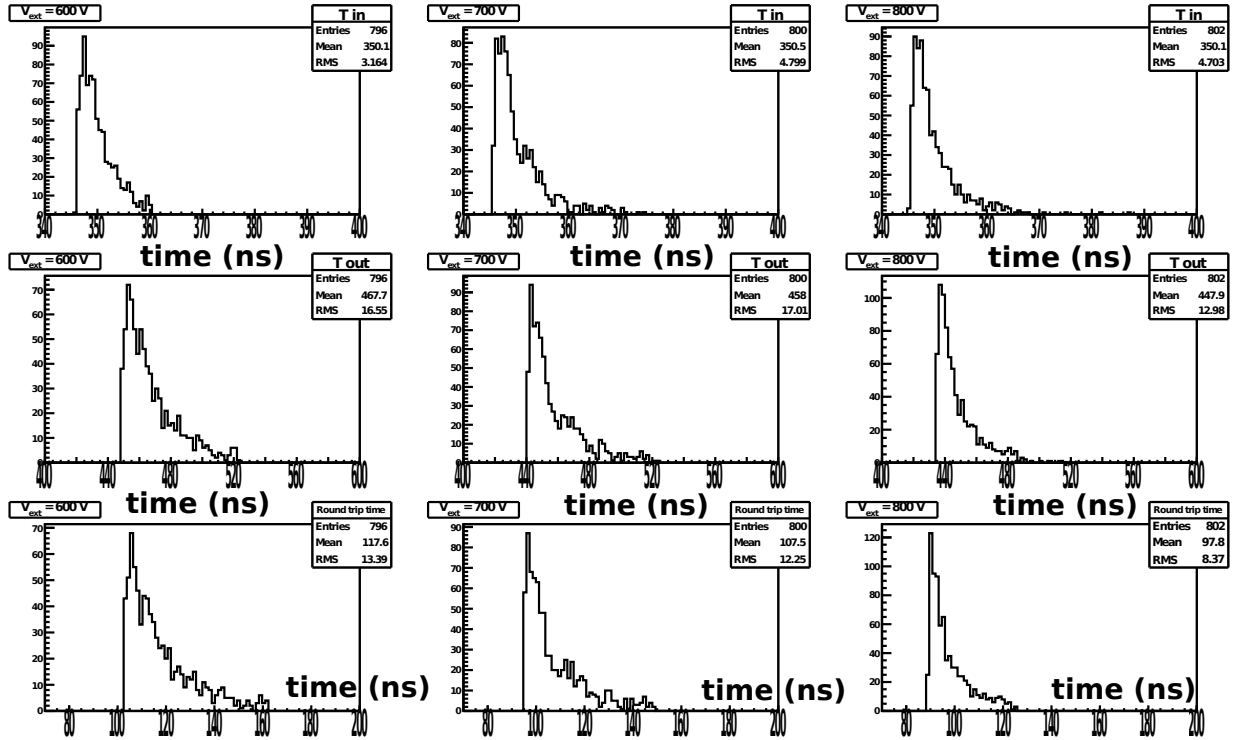


FIGURE 5.14 – Histogrammes du temps initial, final et total de l’aller-retour des positons dans le piège pour différentes valeurs de V_{ext}^- .

Evolution du potentiel du modérateur

Une distribution de 1000 positons est utilisée pour déterminer l’évolution du potentiel du modérateur pour la compression temporelle du pulse. Leur énergie cinétique longitudinale est distribuée de façon uniforme sur l’intervalle [13; 153] eV. Le temps total t_{fp} que mettent les positons pour arriver au point focal depuis le modérateur correspond à la somme des temps t_1 et t_2 . La figure 5.15 présente le temps t_{fp} en fonction du potentiel du modérateur V_{mod} .

La courbe $t_{fp}(V_{mod})$ est ajustée avec une fonction polynomiale :

$$t_{fp} = A + B \times V_{mod}^C \quad (5.11)$$

Les valeurs des coefficients A, B et C sont respectivement $0.03 \mu s$, $20 \mu s.V^{-1}$ et -0.50. L’évolution du potentiel du modérateur pendant le pulse de positons est déduit de la fonction inverse $V_{mod}(t_{fp})$. Les positons sont accélérés au niveau du modérateur tout au long de la durée du pulse, $\tau_{Linac} = 4 \mu s$. Le potentiel V_{mod} est à 10 V à $t=0$ ns. L’évolution du potentiel durant le temps τ_{Linac} est représentée dans la figure 5.16. Elle est déterminée par la fonction :

$$V_{mod}(t) = -3.00 + \left(\frac{5.69 - t}{20.03} \right)^{-2.01} \quad (5.12)$$

Le potentiel V_{mod} vaut 158 V à la fin du pulse. Le potentiel V_{mod} à 10 V au début du pulse est choisi pour différentes raisons :

- le temps de modulation dans le piège augmente avec l’énergie cinétique initiale des positons et donc avec V_{mod} .
- la dérivée de la fonction 5.12 est limitée par la vitesse de balayage (*slew rate*) de l’amplificateur haute tension utilisé de 1000 V/ μs .

Cependant, l’efficacité d’entrée dans le piège augmente avec l’énergie cinétique initiale des positons et donc avec V_{mod} . Cette efficacité est de 77% pour $V_{mod} = 10$ V et augmente jusqu’à 86% à 150 V.

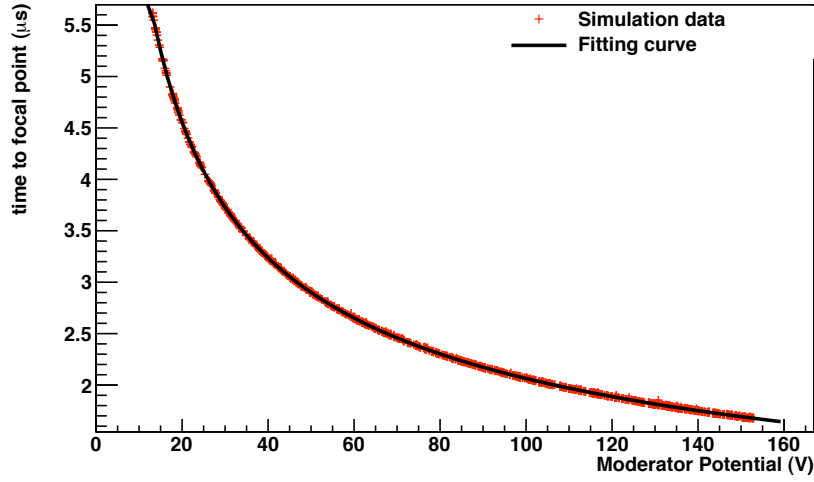


FIGURE 5.15 – Temps de parcours t_{fp} des positons du modérateur au point focal ($z = -0.35$ m) en fonction du potentiel sur le modérateur.

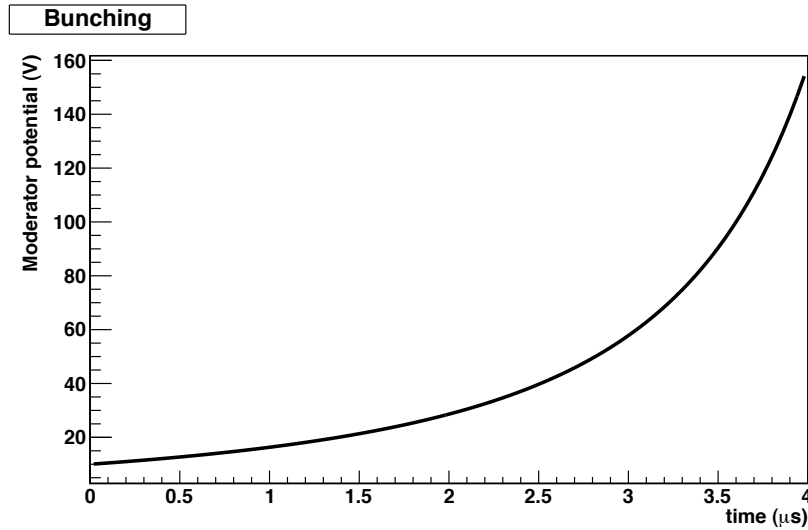


FIGURE 5.16 – Evolution du potentiel sur le modérateur V_{mod} en fonction du temps.

Efficacité de compression

Une nouvelle distribution de positons est utilisée pour déterminer l'efficacité de compression au point focal et le temps optimal d'ouverture t_b de la barrière de potentiel en amont du piège B_1 . La distribution de l'énergie cinétique longitudinale des positons après leur éjection du modérateur prend en compte l'évolution temporelle du potentiel du modérateur donnée par la fonction 5.12. Cette distribution est représentée dans la figure 5.17. Elle est utilisée dans l'initialisation des simulations. Différentes valeurs de V_{ext}^- sont utilisées, -600 V, -700 V et -800 V.

L'efficacité d'entrée dans le piège intégrée est de 80%. Les distributions temporelles du pulse de positons au niveau du point focal avant et après le premier aller-retour sont représentées dans la figure 5.18. Leurs largeurs sont respectivement de l'ordre de 60 ns et de plus de 100 ns. La différence de temps entre la sortie du premier positon du pulse et l'entrée du dernier positon est respectivement de 55 ns, 39 ns et 31 ns pour $V_{ext}^- = -600$ V, -700 V et -800 V. Comme les deux distributions temporelles ne se

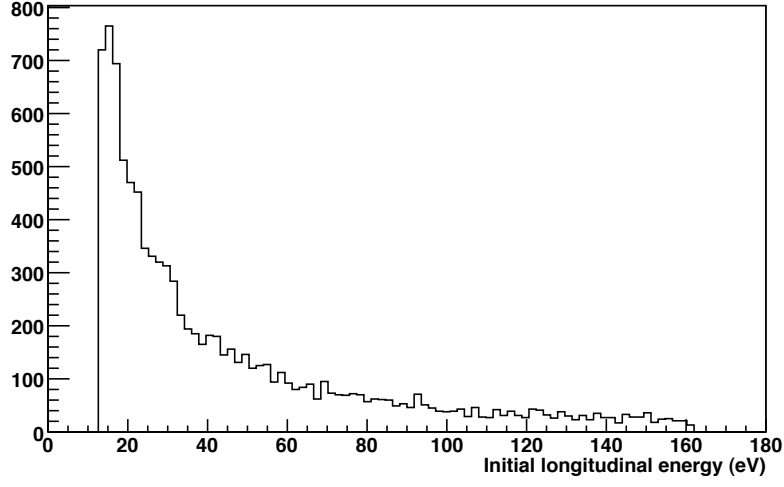


FIGURE 5.17 – Histogramme de la distribution initiale de l'énergie longitudinale des positons après leur éjection du modérateur en tungstène.

superposent pas, il est possible de piéger la totalité du pulse de positons avant qu'il ne ressorte du piège.

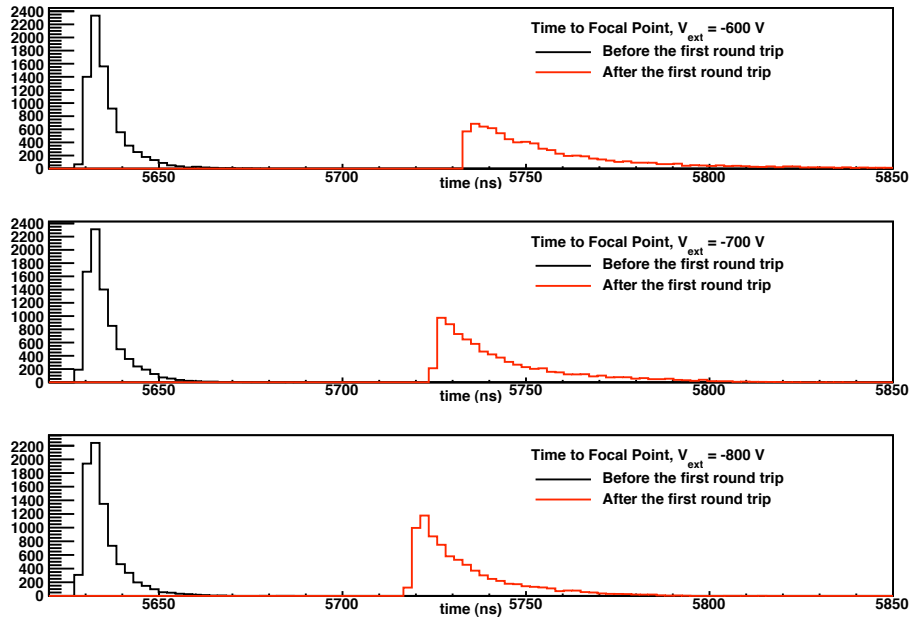


FIGURE 5.18 – Histogrammes des distributions temporelles du pulse de positons au point focal avant et après le premier aller-retour, pour $V_{ext}^- = -600$ V, -700 V et -800 V.

Temps d'ouverture de la barrière B_1

Le temps d'ouverture t_b doit être supérieur à la largeur du pulse à l'entrée du piège, soit 60 ns. On considère un temps d'ouverture t_b de 100 ns. La barrière B_1 commute de $V_b^{CLOSED} = 200$ V à $V_b^{OPEN} = -300$ V lors de l'ouverture. La formation d'une porte de 500 V de largeur de 100 ns avec des

temps de montée et de descente de l'ordre de la dizaine de nanosecondes est techniquement possible.

L'ouverture de la barrière B_1 doit être synchronisée avec le temps d'arrivée des premiers positrons sur le modérateur et donc avec le tir de l'accélérateur. Le temps moyen $\langle t_{in} \rangle$ d'arrivée du pulse au point focal est de 5636 ns. La figure 5.19 représente l'efficacité de piégeage du pulse entre les deux barrières en fonction de la différence de temps entre le temps moyen $\langle t_{in} \rangle$ et l'ouverture de la barrière. Les temps de montée et de descente ne sont pas considérés. La totalité du pulse est stocké si B_1 est ouverte entre 50 et 20 ns avant $\langle t_{in} \rangle$. La précision de la synchronisation nécessaire est donc de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, temps compatible avec le temps de montée et de descente de la porte.

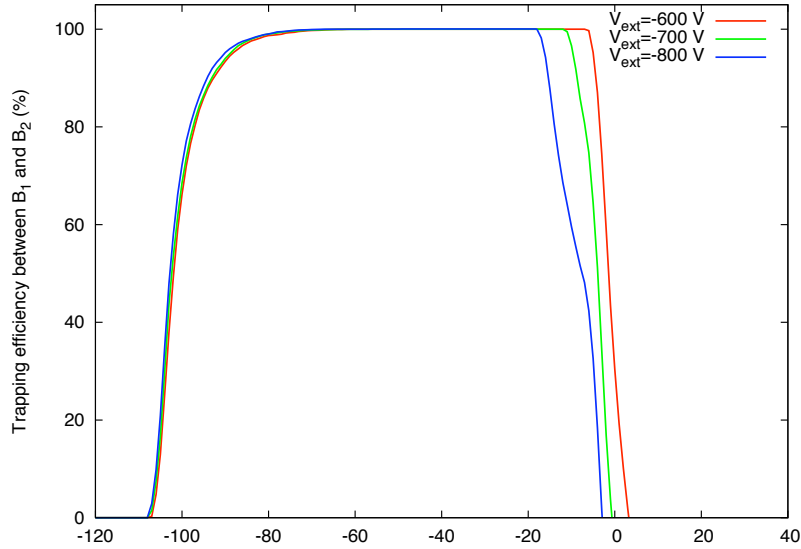


FIGURE 5.19 – Efficacité de piégeage du pulse de positons entre les deux barrières en fonction de la différence de temps entre le temps moyen $\langle t_{in} \rangle$ d'arrivée du pulse au point focal et l'ouverture de la barrière B_1 .

5.5.6 Temps de modération dans le plasma d'électrons

Les positons injectés dans le piège doivent perdre suffisamment d'énergie longitudinale pour ne plus franchir B_1 à sa ré-ouverture. On se place dans la situation où il n'y a pas encore de positons accumulés dans le puits PT. La distribution de potentiel est alors celle montrée dans la figure 5.13. La hauteur de la barrière B_1 ouverte est $V_b^{OPEN} = -300$ V et le potentiel au sein du plasma d'électrons est $V_p^- = -410$ V. La température du plasma d'électrons est fixée à 0.1 eV et sa densité à 10^{17} m^{-3} .

Le temps de modération t_m pour que les positons soient assez ralentis pour être piégés entre les barrières est déterminé par simulation en tenant compte du temps passé dans le plasma. Dans cette configuration, leur énergie longitudinale au niveau du plasma doit être inférieure à $e(V_b^{OPEN} - V_p^-) = 110$ V.

Description de la simulation

Le temps de calcul pour simuler la modération d'un pulse de positons pendant $\tau_{int} = 5$ ms est trop long pour que celle-ci soit effectuée. Cependant, la perte d'énergie longitudinale peut être calculée pour un aller-retour en tenant compte de l'énergie cinétique des positons et du temps passé dans le plasma. La modération totale est donc déduite en sommant la perte d'énergie cinétique longitudinale à chaque

aller-retour. L'énergie cinétique est considérée constante pendant chaque aller-retour. La perte d'énergie cinétique pendant un aller-retour est soustraite à l'énergie cinétique initiale de l'aller-retour suivant.

L'énergie cinétique est considérée constante pendant chaque aller-retour. Dans cette approximation, la perte d'énergie est sous-estimée. Le temps de modération est donc surestimé. L'erreur sur la perte d'énergie par aller-retour due à cette approximation est cependant négligeable. En effet, cette erreur est inférieure à 10^{-4} eV par aller-retour pour des positons d'énergie cinétique longitudinale supérieure à 110 eV au niveau du plasma. Dans la configuration de potentiel présentée dans la figure 5.13, l'énergie cinétique longitudinale maximale que peut avoir un positon est de ~ 560 eV au niveau du plasma. Pour cette énergie, l'erreur intégrée pendant tout le temps de modération est inférieur à 0.2 eV. Le calcul de l'erreur sur la perte d'énergie due à l'approximation de l'énergie cinétique constante pendant un aller-retour est donné dans l'annexe A.

Temps passé dans le plasma pour chaque aller-retour

Le temps passé dans le plasma ne dépend que de l'énergie cinétique longitudinale des positons dans le plasma et de la longueur parcourue dans le plasma. Comme le plasma est ellipsoïdal, cette longueur dépend de la position radiale r des positons (expression 2.58). La distribution de la position des positons dans le plan orthogonal à l'axe magnétique dans la zone des 5 Teslas a été déterminée par les simulations de l'entrée dans le piège. Cette distribution est une gaussienne de largeur à mi-hauteur de $110 \mu\text{m}$. Le rayon r_{p-} du plasma pris en compte est de $400 \mu\text{m}$. La distance moyenne parcourue par les positions dans le plasma est de $\sim 92\%$ du grand axe du plasma. Comme le rayon du faisceau de positons est petit devant le rayon du plasma d'électrons, la dispersion de la distribution des longueurs parcourues dans le plasma est faible, de l'ordre de 8%.

Le temps d'aller-retour et la fraction de temps passé dans le plasma pendant un aller-retour sont déterminés par simulation en fonction de l'énergie cinétique longitudinale des positons dans le plasma. Les énergies longitudinales accessibles par les positons tout au long de la modération sont comprises entre 0 et $e(V_{mod} - V_p^-)$. Comme le rayon de la tache du pulse de positons est petit devant le rayon du plasma d'électrons, les temps sont moyennés sur toute la distribution radiale.

Les résultats des simulations sont représentés dans la figure 5.20. Les temps sont donnés en fonction de l'énergie cinétique longitudinale des positons. La fraction de temps passé dans le plasma décroît avec l'énergie cinétique longitudinale des positons. Entre les deux barrières de potentiel, le potentiel est maximal au niveau du plasma d'électrons. Lors d'un aller-retour, l'énergie cinétique longitudinale est alors minimale lorsque les positons sont au sein du plasma d'électrons. La fraction du temps passé dans le plasma en un aller-retour augmente donc avec la diminution de leur énergie cinétique longitudinale.

Les positons doivent avoir une énergie longitudinale inférieure à $e(V_b^{OPEN} - V_p^-) = 110$ eV pour être piégés. Pour des énergies supérieures, les temps d'aller-retour est de l'ordre de 120 ns et la fraction de temps passé dans le plasma de 32 %.

Temps de modération

Le temps de modération est calculé avec les distributions de positons issues des simulations d'entrée d'un pulse d' e^+ dans le piège. La figure 5.21 représente la dispersion en énergie cinétique et énergie cinétique longitudinale d'un pulse de positons entrée dans le piège au niveau du plasma d'électron. La moyenne de l'énergie longitudinale est de 334 eV. La distribution en énergie longitudinale présente un minimum à ~ 110 eV correspondant à la différence de potentiel entre le plasma et B_1 . Il s'agit de l'énergie longitudinale minimale que peuvent avoir, au niveau du plasma d'électrons, les positons ayant traversé la barrière B_1 . Plus les positons sont proches de ce seuil, plus ils ont perdu leur énergie longitudinale dans le miroir magnétique.

Pour la configuration de potentiel utilisée, la distribution des temps de modération tels que l'énergie longitudinale des positons soit inférieure à $e(V_b^{OPEN} - V_p^-)$ est montrée dans la figure 5.22. La moyenne du temps passé dans le plasma est de 0.21 ms, ce qui est compatible avec le temps de ralentissement donné par la figure 5.7 pour passer de l'énergie moyenne initiale 334 eV à 110 eV.

La moyenne du temps de modération est de 0.64 ms. Le temps de modération maximum est de 1.2 ms, il est inférieur au temps entre deux pulses $\tau_{int} = 5$ ms. La totalité des positons est donc suffisamment ralentie longitudinalement pour être piégée entre les deux barrières de potentiel.

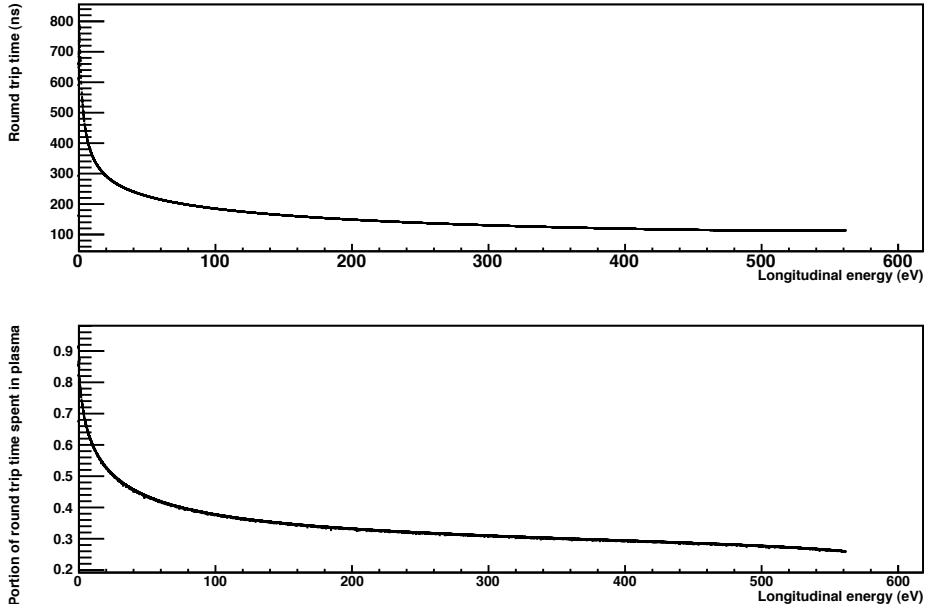


FIGURE 5.20 – Haut : Temps d’aller-retour entre B_1 et B_2 en fonction de l’énergie longitudinale dans le plasma. Bas : Fraction du temps passé dans le plasma pendant un aller-retour.

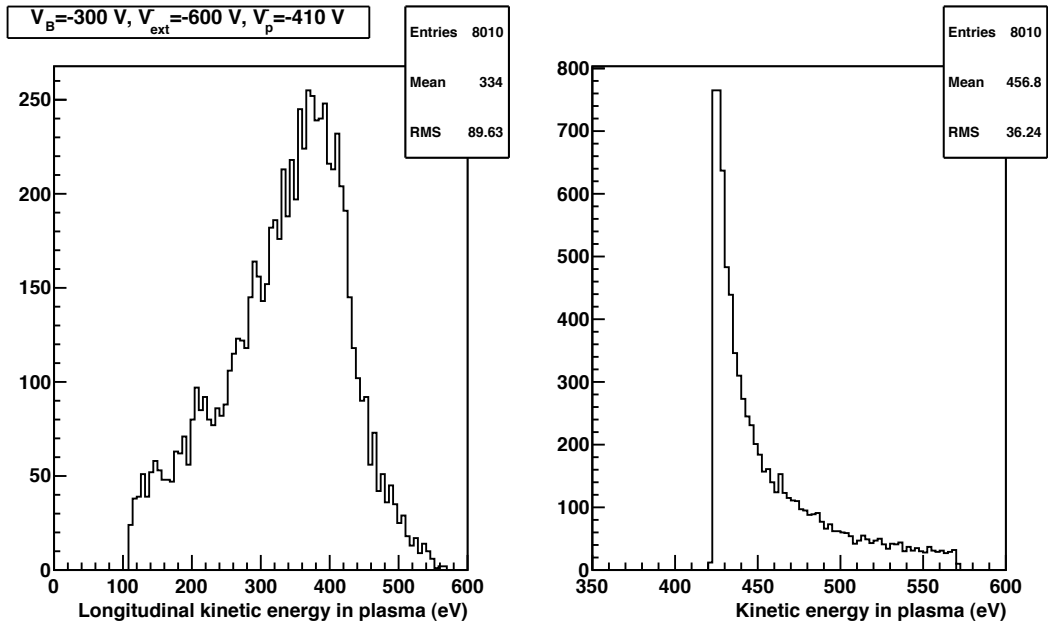


FIGURE 5.21 – Distribution en énergie cinétique et énergie cinétique longitudinale d’un pulse de positons au niveau du plasma d’électron pour $V_{ext}^- = -600$ V, $V_p^- = -410$ V et $V_B^{OPEN} = -300$ V.

5.5.7 Conclusion

Une nouvelle technique d’accumulation de positons dans un piège de type MRT est proposée au point pour l’expérience GBAR. Elle nécessite un faisceau pulsé de positons. Elle utilise un plasma d’électrons pour modérer les positons dans le piège. La distribution de potentiel appliquée sur les électrodes a été optimisée par simulation numérique. Elle est présentée dans la figure 5.13. Les paramètres de l’accumulation

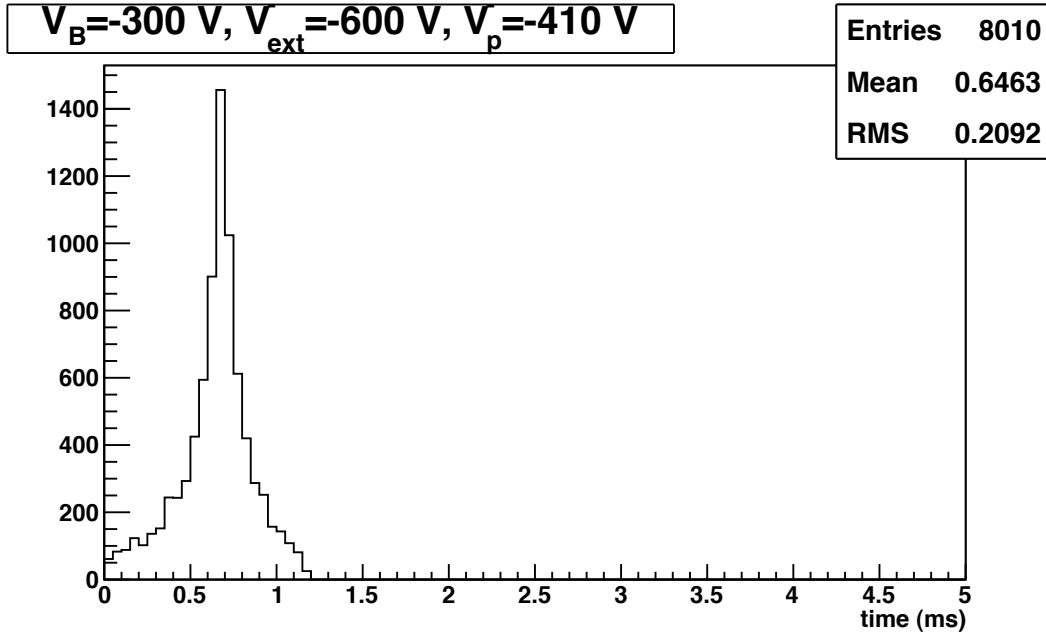


FIGURE 5.22 – Temps de modération pour que les positons soient piégés entre B_2 et B_1 lorsque $V_{ext}^- = -600$ V, $V_p^- = -410$ V et $V_B^{OPEN} = -300$ V.

sont donnés dans le tableau 5.2.

TABLE 5.2 – Paramètres de la technique d’accumulation avec un faisceau pulsé

Parametre	Symbole	Valeur
Potentiels		
Potentiel d’accélération dans le gradient de champ	V_{acc}	-1000 V
Potentiel de la barrière B_1 ouverte	V_b^{OPEN}	-300 V
Potentiel de la barrière B_1 fermée	V_b^{CLOSED}	200 V
Profondeur du puits des électrons	ΔV^-	1000 V
Potentiel des extrémités du puits des électrons	V_{ext}^-	-600 V
Potentiel du fond du puits des électrons	V_{bottom}^-	400 V
Profondeur du puits des positons	ΔV^+	1000 V
Potentiel des extrémités du puits des positons	V_{ext}^+	-600 V
Potentiel du fond du puits des positons	V_{bottom}^+	400 V
Potentiel de la barrière B_2	V_b^{CLOSED}	200 V
Temps		
Largeur du pulse d’électrons (Saclay)	τ_{Linac}	4 μ s
Largeur du pulse de positons au point focal		60 ns
Temps entre chaque pulse (Saclay)	τ_{int}	5 ms
Temps moyen passé dans le plasma		0.21 ms
Temps moyen de modération entre les deux barrières	t_{mod}	0.64 ms

L’efficacité de piégeage dépend de :

- l’efficacité d’entrée des positons dans le piège du fait du miroir magnétique. Elle est de l’ordre de 80% pour les potentiels $V_{acc} = -1000$ V et $V_B^{OPEN} = -300$ V.
- l’efficacité de compression temporelle du pulse de positons, ceci pour piéger intégralement ce pulse entre les deux barrières de potentiel aux extrémités du piège. Elle est de 100 % dans la simulation

proposée. Cependant, cette simulation ne fait pas un transport réaliste des positons dans la ligne de transport. Les interruptions de champ magnétique, notamment au niveau des brides et des vannes où il n'y pas de bobinage, ainsi que les coudes de la ligne peuvent entraîner un changement de l'espace des phases des positons.

- le temps de modération des positons dans le plasma d'électrons avant la ré-ouverture de la barrière B_1 . Dans la simulation, le temps pour que la totalité du pulse ait perdu assez d'énergie longitudinale pour ne pas franchir B_1 à sa ré-ouverture est inférieure au temps entre deux pulses. L'efficacité de modération est alors de 100% si le faisceau de positons est centré sur l'axe magnétique et que son rayon est inférieur au rayon du plasma d'électrons.
- l'efficacité de confinement des positons modérés dans le puits PT. Le temps de modération des positons par les ions H_2^+ est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes passées le nuage d'ions, soit un temps négligeable devant le temps d'accumulation total de $\sim 10^{10} e^+$.

L'efficacité de piégeage est donc de l'ordre de 80%, elle est dominée par l'efficacité d'entrée dans le piège.

Le temps de modération de la totalité du pulse dans le plasma d'électrons est de 1.2 ms. Il est donc possible d'augmenter la fréquence des pulses de positons jusqu'à 600 Hz. Dans ces conditions, le temps total d'accumulation de $2.5 \times 10^{10} e^+$, avec 5×10^5 positons par pulse, est de 104 s.

Dans les simulations présentées, $V_{ext}^+ = V_{ext}^- + 50$ V, il y a donc un puits de potentiel entre les deux puits paraboliques ET et PT. La perte de positons par leur accumulation dans ce puits n'a pas été prise en compte. Les simulations en prenant $V_{ext}^+ = V_{ext}^-$, c'est-à-dire sans présence de ce puits parasite n'ont pas pu être effectuées. Cependant, le temps total de modération du pulse dans cette nouvelle configuration devrait être analogue de celui déterminé dans la configuration de la figure 5.13. En effet, le temps d'aller-retour entre les barrières de potentiel est inférieur et la fraction de temps passé dans le plasma d'électrons est supérieure du fait que les extrémités du puits PT aient un potentiel plus bas. D'autre part, le temps d'ouverture de la barrière B_1 est réduit.

Le piège de RIKEN est maintenant à Saclay et installé. Le canon à électrons a été reconçu pour y implanter une nouvelle cathode plus robuste et une nouvelle plate-forme haute tension pour son alimentation a été réalisée. Le modérateur en tungstène est gardé comme coupe de Faraday. Son mécanisme a été néanmoins remplacé. Une coupe de faraday placée en amont du piège est en cours de design. Elle sera utilisée pour centrer le faisceau pulsé sur l'axe magnétique. D'autre part, l'électronique de scintillateurs LYSO et $PbWO_4$ est à l'étude pour la détection de l'annihilation des positons.

Le système de contrôle/commande dérivé de celui d'Ohsima et al. a été développé. Le pilotage des alimentations a été amélioré pour pouvoir faire varier les potentiels des électrodes de façon synchronisée. Ceci permettra d'élever le puits de potentiel des positons sans le déformer en utilisant une alimentation haute tension pour chaque extrémité du puits. Ainsi le plasma de positons pourra être éjecté de la même manière que le plasma d'électrons. Avec cette configuration et l'utilisation de commutateur haute tension, l'éjection du plasma produira un pulse de positons d'une largeur temporelle de quelques dizaines de nanosecondes utilisable pour la formation de la cible de positroniums nécessaire à GBAR.

Le linac fonctionne malgré des problèmes de stabilité. La ligne de positons est en partie construite et n'est pas encore connectée au piège. Les courants des bobines de la ligne sont en cours d'optimisation, pour maximiser l'efficacité de transport. D'autre part, l'électronique pour la compression temporelle du pulse de positons est prête à être testée.

Conclusion

Le travail de thèse présenté propose une nouvelle technique d'accumulation de positons de haute efficacité dans un piège de Penning-Malmberg. Cette technique, dérivée de la méthode développée par Oshima et al., nécessite un faisceau pulsé. L'efficacité estimée de cette nouvelle technique d'accumulation est supérieure de plus d'un facteur 2 par rapport à la meilleure technique réalisée par l'expérience ATHENA.

Des expériences sur les plasmas d'électrons et l'accumulation des positons avec un faisceau continu ont été menées préalablement au laboratoire RIKEN sur le piège de Oshima et al.. Bien que l'efficacité d'accumulation mesurée ait été bien inférieure à celle obtenue par Oshima et al., ces tests ont permis de comprendre les différents paramètres de cette méthode afin de développer la technique d'accumulation avec un faisceau pulsé de positons. D'autre part, ces manipulations au Japon se sont avérées fondamentales pour la compréhension du fonctionnement du piège lors de son installation et de son amélioration à Saclay. Une partie du travail de thèse fut de superviser la mise en place du piège à Saclay. Ce travail pluridisciplinaire a notamment pris en compte la conception du système de contrôle/commande du piège, l'élaboration du logiciel de commande et la réalisation des circuits électriques et électroniques des électrodes. Le piège de RIKEN est maintenant opérationnel pour la mise au point de la nouvelle méthode d'accumulation de positons.

Le développement de techniques d'accumulation et de stockage de quantité de positons de l'ordre de 10^{10} positons et plus, comme le futur piège multi-cellules proposé par C. M. Surko d'une capacité de $\sim 10^{12}$ e^+ [92], ouvre la voie à de nouvelles utilisations de ces antiparticules.

Tout d'abord, il stimule le développement de faisceaux de positons lents de haute intensité [93, 94], utilisés dans de multiples domaines. En chimie, les positons permettent de fournir des informations importantes sur la structure de molécules organiques. Brièvement, ces molécules ionisées par annihilation de positons peuvent alors être employées en spectroscopie de masse (*Positron ionization mass spectrometry*) [95]. En physique des matériaux, ils sont exploités pour la caractérisation des matériaux [96] et l'étude des propriétés des isolants à faible constante diélectrique utilisés dans l'industrie des semi-conducteurs [97].

Le stockage de grandes quantités de positons permettra notamment la production de pulses de haute intensité de positons lents pour la création et l'étude de positroniums et de positroniums moléculaires, tel que le Ps_2 [98]. La formation de nuage de positroniums de haute densité peut être employée dans la production d'anti-hydrogène comme dans la future expérience GBAR. L'amélioration des techniques de production de pulses de positons de haute intensité et de conversion e^+/Ps permettra à l'avenir d'augmenter la densité des nuages de Ps au point de former des condensats de Bose-Einstein de positroniums [99]. La conception d'un laser de rayons gamma deviendrait alors accessible en stimulant l'annihilation d'un tel condensat de Bose-Einstein, sous réserve de pouvoir polariser préalablement les positroniums [100]. Le laser de rayons gamma pourrait servir à de multiples expériences. L'observation de processus de diffusions photon-photon et la mesure précise de la longueur d'onde de Compton de l'électron sont notamment envisageables avec ce type d'instrument [101].

Appendices

Annexe A

Calcul d'erreur sur la perte d'énergie par aller-retour

Le calcul du temps de modération t_m des positons après leur entrée dans le piège a été déterminé dans la partie 5.5.6. t_m correspond au temps nécessaire pour que les positons soient assez ralentis longitudinalement pour ne pas franchir la barrière B_1 à sa ré-ouverture.

On se place dans la configuration de potentiel présentée dans la figure 5.13. Le plasma pris en compte a une densité de $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, une température de 0.1 eV et un grand axe de 10.4 cm.

A.1 Approximation de l'énergie cinétique constante pendant chaque aller-retour

Les calculs de modération présentés font l'approximation que l'énergie cinétique est constante pendant chaque aller-retour. Or, l'énergie cinétique longitudinale des positons décroît tout au long de leur parcours dans le plasma. De plus, cette perte d'énergie augmente avec la diminution de l'énergie cinétique des antiparticules dans le plasma. L'approximation que l'énergie cinétique reste constante pendant chaque aller-retour entraîne une sous-estimation de la perte d'énergie à chaque aller-retour. Le temps de modération jusqu'à une énergie cinétique longitudinale suffisamment faible pour que les positons restent confinés entre les deux barrières de potentiel est alors surestimé.

Pour un aller-retour, la perte d'énergie cinétique longitudinale est calculée en tenant compte, ou non, de la décroissance de l'énergie cinétique longitudinale pendant le parcours dans le plasma. Dans les deux cas, la perte d'énergie est calculée à chaque pas temporel. Si la décroissance de l'énergie est prise en compte, cette perte d'énergie est enlevée de l'énergie cinétique initiale du pas suivant.

Les positons sont placés sur l'axe magnétique. Leur énergie cinétique transverse initiale est considérée nulle. L'énergie cinétique longitudinale perdue en aller-retour est calculée en fonction de leur énergie cinétique initiale. Elle est comprise entre 110 eV et 560 eV. Ce sont les énergies cinétiques longitudinales minimales et maximales accessibles au niveau du plasma d'électrons pour des positons pouvant sortir du piège si B_1 est ouverte. Seul cet intervalle d'énergie est utilisé dans les calculs de temps de modération.

En prenant compte de la décroissance de l'énergie cinétique longitudinale pendant le parcours des positons dans le plasma, la perte d'énergie par aller-retour est respectivement de 30 meV pour 560 eV et 0.4 eV pour 110 eV. La différence entre les pertes d'énergie des deux méthodes de calcul est respectivement de l'ordre de 10^{-6} pour 560 eV et de l'ordre 10^{-4} pour 110 eV. La perte d'énergie est représentée en fonction de l'énergie longitudinale dans la figure A.1.

L'erreur sur la perte d'énergie cinétique longitudinale en fonction de l'énergie cinétique longitudinale initiale en faisant l'approximation que l'énergie cinétique est constante pendant l'aller-retour est donnée dans la même figure. Comme la perte d'énergie augmente avec la diminution de l'énergie cinétique longitudinale, cette erreur augmente lorsque l'énergie cinétique longitudinale diminue.

Soit un positon d'énergie cinétique longitudinale initiale de 560 eV dans le plasma. L'erreur de la perte d'énergie intégrée sur tout le temps de la modération t_m , c'est-à-dire jusqu'à ce que le positon ait une énergie cinétique longitudinale de 110 eV au niveau du plasma, est inférieure à 0.2 eV. Cette erreur est négligeable devant la perte totale d'énergie. Le temps de modération n'est donc pas sensible à l'approximation de l'énergie cinétique constante pendant chaque aller-retour.

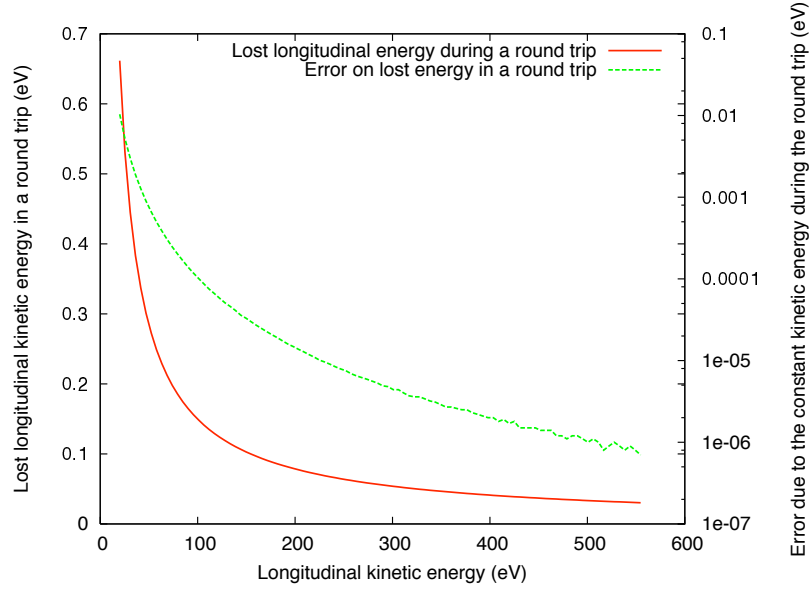


FIGURE A.1 – Energie cinétique longitudinale perdue dans un aller-retour pendant un aller-retour en fonction de l'énergie cinétique longitudinale initiale. Erreur sur la perte d'énergie dans l'approximation de l'énergie constante pendant l'aller-retour en fonction de l'énergie cinétique longitudinale initiale.

Annexe B

Temps de modération sans plasma d'électrons

Le temps de modération des pulses jusqu'au confinement entre les deux barrières de potentiel a été déterminé sans la présence du plasma d'électrons. La modération des pulses se fait uniquement par collisions coulombiennes avec le plasma de positons déjà accumulé. Cette modération est efficace à partir d'une densité de plasma de 10^{17} m^{-3} . On se place dans la configuration de potentiel présenté dans la figure. Le plasma d'électrons a été préalablement éjecté vers l'amont du piège. Le puits de potentiel des positons est de $\Delta V^+ = 1000 \text{ V}$. La quantité de charge dans le plasma est de l'ordre de 10^{10} e^+ . Le potentiel au niveau du plasma d'électrons est maintenant constant. Ce potentiel est égal à celui des extrémités du puits du plasma des positons, $V_{ext}^+ = -400 \text{ V}$.

La place libérée par l'éjection du plasma d'électrons est utilisée pour agrandir le puits des positons. Ceci doit se faire au cours de l'accumulation pour garder constante la densité du plasma de positons, i.e. pour que la modération des pulses reste efficace. Plus la longueur du puits est grande, plus le temps passé dans la plasma par aller-retour est long. Si la densité du plasma et le potentiel au sein du plasma restent invariants, le temps de modération diminue avec la longueur du puits.

On se place dans la configuration initiale où la longueur du puits PT reste inchangée par rapport à la configuration avec plasma d'électrons. Le pouvoir de modération est alors le moins efficace. Les simulations pour déterminer le temps de modération des pulses jusqu'à leur confinement entre les deux barrières de potentiel sont similaires à celles effectuées dans la partie 5.5.6.

B.1 Temps d'aller-retour et temps passé dans le plasma

Dans la configuration de potentiel présentée dans la figure B.1, le potentiel sur l'axe magnétique au niveau du plasma de positons est de $V_p^+ = -510 \text{ V}$. L'énergie cinétique longitudinale maximale au niveau du plasma pour que les positons soient confinés entre les deux barrières est de $e(V_b^{OPEN} - V_p^+) = 210 \text{ eV}$.

Entre les deux barrières de potentiel, le potentiel minimal est situé au niveau du plasma de positons. Lors d'un aller-retour, l'énergie longitudinale des positons des pulses est donc maximale au sein du plasma. Le temps passé dans le plasma par aller-retour diminue donc avec la diminution de leur énergie cinétique longitudinale, contrairement à la configuration avec plasma d'électrons (voir partie 5.5.6). La modération sans plasma d'électrons est donc moins efficace que celle avec le plasma d'électrons.

La fraction du temps passé dans le plasma de positons par aller-retour en fonction de l'énergie cinétique longitudinale est représentée dans la figure B.2. Lorsque l'énergie cinétique longitudinale des positons est inférieure à $e(V_{ext}^+ - V_p^+) = 110 \text{ eV}$ au niveau du plasma, ils sont confinés dans le puit de potentiel. Cet intervalle d'énergie n'est donc pas présenté dans la figure.

Pour des énergies cinétiques longitudinales supérieures à $e(V_b^{OPEN} - V_p^+) = 210 \text{ eV}$, la fraction de temps passé dans le plasma est de l'ordre de 19% pour un temps d'aller-retour de 140 ns.

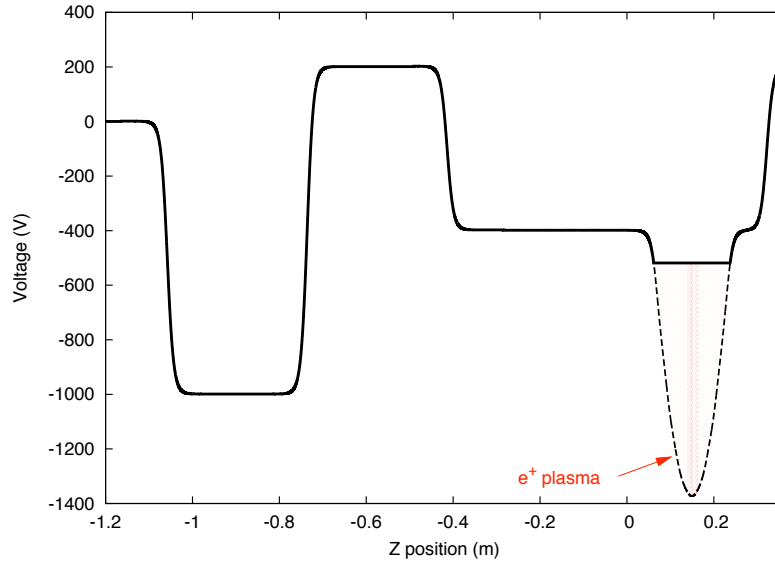
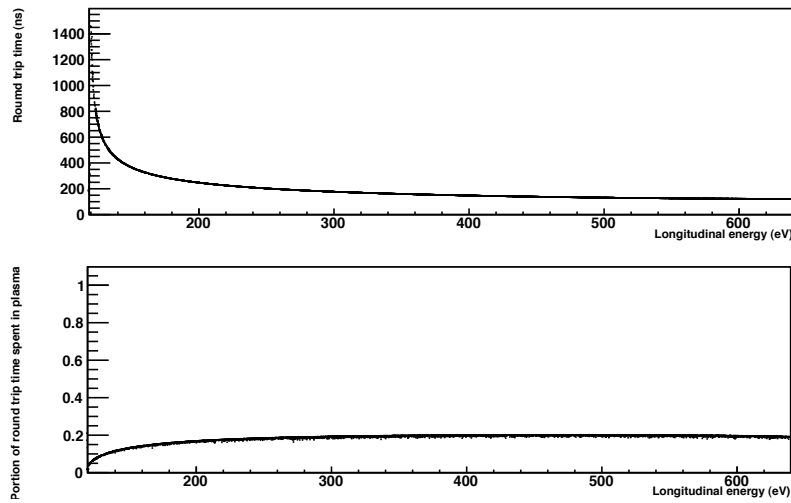


FIGURE B.1 – Distribution de potentiel sur l'axe magnétique sans plasma d'électrons.

FIGURE B.2 – Haut : Temps d'aller-retour entre B_1 et B_2 en fonction de l'énergie longitudinale dans le plasma. Bas : Fraction du temps passé dans le plasma pendant un aller-retour.

B.2 Temps de modération jusqu'au confinement entre les deux barrières de potentiel

Dans la configuration de potentiel présentée dans la figure B.1, le temps de modération nécessaire pour que tous les positons du pulse soient confinés entre les deux barrières de potentiels est de 2.1 ms. La distribution des temps de modération est présentée dans la figure B.3. Ce temps est plus long que le temps de modération avec plasma d'électrons, du fait de la moins bonne efficacité de ralentissement. La fréquence maximale de répétition des pulses sans perte à l'ouverture de B_1 est de ~ 475 Hz.

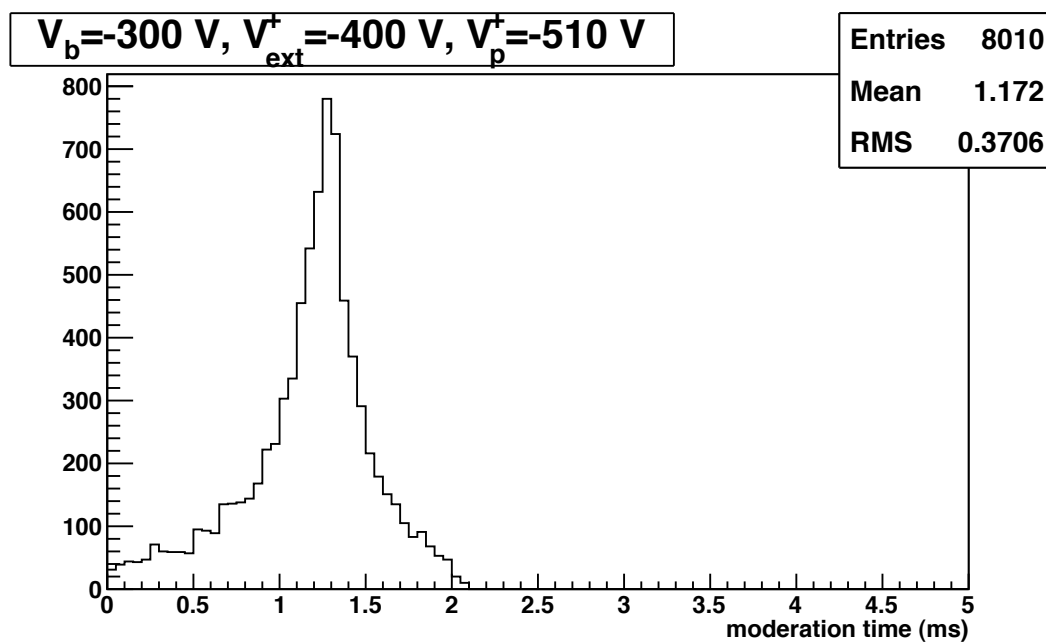


FIGURE B.3 – Temps de modération pour que les positons soient piégés entre B_2 et B_1 lorsque $V_{ext}^+ = -400 \text{ V}$, $V_p^+ = -510 \text{ V}$ et $V_B^{OPEN} = -300 \text{ V}$.

Bibliographie

- [1] J. Scherk. Antigravity : A crazy idea ? *Phys. Lett. B*, 88 :265–267, 1979.
- [2] G. Chardin. Motivations for antigravity in general relativity. *Hyperfine Interactions*, 109 :83–94, 1997. 10.1023/A :1012688930074.
- [3] CP LEAR Collaboration. Tests of the equivalence principle with neutral kaons. *Physics Letters B*, 452(3-4) :425 – 433, 1999.
- [4] G. Gabrielse, A. Khabbaz, D. S. Hall, C. Heimann, H. Kalinowsky, and W. Jhe. Precision mass spectroscopy of the antiproton and proton using simultaneously trapped particles. *Physical Review Letters*, 82 :3198–3201, 1999.
- [5] Michael Martin Nieto and T. Goldman. The arguments against "antigravity" and the gravitational acceleration of antimatter. *Physics Reports*, 205(5) :221 – 281, 1991.
- [6] Sandip Pakvasa, Walter A. Simmons, and Thomas J. Weiler. Test of equivalence principle for neutrinos and antineutrinos. *Phys. Rev. D*, 39(6) :1761–1763, 1989.
- [7] F. C. Witteborn and W. M. Fairbank. Experimental comparison of the gravitational force on freely falling electrons and metallic electrons. *Physical Review Letters*, 19 :1049–1052, 1967.
- [8] N. Beverini, J.H. Billen, B.E. Bonner, L. Bracci, R.E. Brown, and L.J. Campbell et al. Ps200 proposal. *Los Alamos National Laboratory report*, LAUR-86-260, 1986.
- [9] A. P. Mills and M. Leventhal. Can we measure the gravitational free fall of cold rydberg state positronium ? *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 192(1-2) :102 – 106, 2002.
- [10] AEGIS collaboration. Proposal for the aegis experiment at the cern antiproton decelerator (antimatter experiment : Gravity, interferometry , spectroscopy). *CERN-SPSC-2007-017*, 2007.
- [11] Jochen Walz and Theodor W. Hänsch. A proposal to measure antimatter gravity using ultracold antihydrogen atoms. *General Relativity and Gravitation*, 36 :561–570, 2004. 10.1023/B :GERG.0000010730.93408.87.
- [12] S. Maury. The antiproton decelerator : Ad. *Hyperfine Interactions*, 109 :43–52, 1997. 10.1023/A :1012632812327.
- [13] P. Belochitskii, T. Eriksson, and S. Maury. The cern antiproton decelerator (ad) in 2002 : status, progress and machine development results. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 214 :176 – 180, 2004. Low Energy Antiproton Physics (LEAP'03).
- [14] M. Amoretti, C. Amsler, G. Bonomi, A. Bouchta, P. Bowe, C. Carraro, C. L. Cesar, M. Charlton, M. J. T. Collier, M. Doser, V. Filippini, K. S. Fine, A. Fontana, M. C. Fujiwara, R. Funakoshi, P. Genova, J. S. Hangst, R. S. Hayano, M. H. Holzschneider, L. V. Jorgensen, V. Lagomarsino, R. Landua, D. Lindelof, E. Lodi Rizzini, M. Macri, N. Madsen, G. Manuzio, M. Marchesotti, P. Montagna, H. Pruys, C. Regenfus, P. Riedler, J. Rochet, A. Rotondi, G. Rouleau, G. Testera, A. Variola, T. L. Watson, and D. P. van der Werf. Production and detection of cold antihydrogen atoms. *Nature*, 419(6906) :456–459, 2002.
- [15] Y. Enomoto, N. Kuroda, K. Michishio, C. H. Kim, H. Higaki, Y. Nagata, Y. Kanai, H. A. Torii, M. Corradini, M. Leali, E. Lodi-Rizzini, V. Mascagna, L. Venturelli, N. Zurlo, K. Fujii, M. Ohtsuka, K. Tanaka, H. Imao, Y. Nagashima, Y. Matsuda, B. Juhász, A. Mohri, and Y. Yamazaki. Synthesis of cold antihydrogen in a cusp trap. *Phys. Rev. Lett.*, 105(24) :243401, Dec 2010.

- [16] R.G. Greaves K. Iwata and C.M. Surko. Positron annihilation in a simulated interstellar medium. *Canadian Journal of Physics*, 74(7-8) :407–410, 1996.
- [17] Peter J. Schultz and K. G. Lynn. Interaction of positron beams with surfaces, thin films, and interfaces. *Rev. Mod. Phys.*, 60(3) :701–779, Jul 1988.
- [18] T. Akahane, T. Chiba, N. Shiotani, S. Tanigawa, T. Mikado, R. Suzuki, M. Chiwaki, T. Yamazaki, and T. Tomimasu. Stretching of slow positron pulses generated with an electron linac. *Applied Physics A : Materials Science ; Processing*, 51 :146–150, 1990.
- [19] C. Hugenschmidt, G. Kögel, R. Reppe, K. Schreckenbach, P. Sperr, B. Strasser, and W. Triftshäuser. Intense positron source at the munich research reactor frm-ii. *Applied Physics A*, 74 :s295–s297, 2002.
- [20] K Nakamura and Particle Data Group. Review of particle physics. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 37(7A) :075021, 2010.
- [21] P. Perez and A. Rosowsky. Intense source of slow positrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 532(3) :523 – 532, 2004.
- [22] *GEANT4, A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter.*
- [23] E. M. Gullikson and A. P. Mills. Positron dynamics in rare-gas solids. *Phys. Rev. Lett.*, 57(3) :376–379, Jul 1986.
- [24] Jr. A. P. Mills and E. M. Gullikson. Solid neon moderator for producing slow positrons. *Applied Physics Letters*, 49(17) :1121–1123, 1986.
- [25] Ulisse Gendotti. *Design of an experiment to search for invisible decays of ortho-positronium in vacuum and ortho-positronium formation studies in mesostructured silica films.* PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich, 2010.
- [26] N. Alberola, T. Anthonioz, A. Badertscher, C. Bas, A.S. Belov, P. Crivelli, S.N. Gninenko, N.A. Golubev, M.M. Kirsanov, A. Rubbia, and D. Sillou. Development of a high-efficiency pulsed slow positron beam for measurements with orthopositronium in vacuum. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 560(2) :224 – 232, 2006.
- [27] L. Liskay, C. Corbel, P. Perez, P. Desgardin, M.-F. Barthe, T. Ohdaira, R. Suzuki, P. Crivelli, U. Gendotti, A. Rubbia, M. Etienne, and A. Walcarius. Positronium reemission yield from mesostructured silica films. *Applied Physics Letters*, 92(6) :063114 –063114–3, feb 2008.
- [28] Paolo Crivelli, Ulisse Gendotti, André Rubbia, Laszlo Liskay, Patrice Perez, and Catherine Corbel. Measurement of the orthopositronium confinement energy in mesoporous thin films. *Phys. Rev. A*, 81(5) :052703, May 2010.
- [29] D. B. Cassidy, S. H. M. Deng, R. G. Greaves, and A. P. Mills. Accumulator for the production of intense positron pulses. *Rev. Sci. Instrum.*, 77(7) :073106, 2006.
- [30] D. B. Cassidy, S. H. M. Deng, H. K. M. Tanaka, and A. P. Mills. Single shot positron annihilation lifetime spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 88(19) :194105, 2006.
- [31] D. B. Cassidy, P. Crivelli, T. H. Hisakado, L. Liskay, V. E. Meline, P. Perez, H. W. K. Tom, and A. P. Mills. Positronium cooling in porous silica measured via doppler spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 81(1) :012715, Jan 2010.
- [32] J. P. Merrison, H. Bluhme, J. Chevallier, B. I. Deutch, P. Hvelplund, L. V. Jørgensen, H. Knudsen, M. R. Poulsen, and M. Charlton. Hydrogen formation by proton impact on positronium. *Phys. Rev. Lett.*, 78(14) :2728–2731, Apr 1997.
- [33] H. R. J. Walters and C. Starrett. Positron and positronium scattering. *Phys. Stat. Sol. (C)*, 4(10) :83429–3436, 2007.
- [34] S. Roy and C. Sinha. Formation of negative hydrogen ion in positronium-hydrogen collisions. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 47 :327–334, 2008. 10.1140/epjd/e2008-00058-6.
- [35] Otto Halpern. Magnetic quenching of the positronium decay. *Phys. Rev.*, 94(4) :904–907, May 1954.

- [36] G. Consolati. Magnetic quenching of positronium. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 210 :273–292, 1996. 10.1007/BF02056373.
- [37] M. D. Barrett, B. DeMarco, T. Schaetz, V. Meyer, D. Leibfried, J. Britton, J. Chiaverini, W. M. Itano, B. Jelenković, J. D. Jost, C. Langer, T. Rosenband, and D. J. Wineland. Sympathetic cooling of $^9\text{Be}^+$ and $^{24}\text{Mg}^+$ for quantum logic. *Phys. Rev. A*, 68(4) :042302, Oct 2003.
- [38] K. R. Lykke, K. K. Murray, and W. C. Lineberger. Threshold photodetachment of H^- . *Phys. Rev. A*, 43(11) :6104–6107, Jun 1991.
- [39] C. Amsler and F. Myhrer. Low energy antiproton physics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 41(1) :219–267, 1991.
- [40] V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. M. Gagarski, A. K. Petoukhov, G. A. Petrov, H. Abele, S. Baekler, G. Divkovic, F. J. Rueß, Th. Stöferle, A. Westphal, A. V. Strelkov, K. V. Protasov, and A. Yu. Voronin. Measurement of quantum states of neutrons in the earth’s gravitational field. *Phys. Rev. D*, 67 :102002, May 2003.
- [41] A. Yu. Voronin, P. Froelich, and V. V. Nesvizhevsky. Gravitational quantum states of antihydrogen. *Phys. Rev. A*, 83 :032903, Mar 2011.
- [42] J. H. Malmberg and J. S. deGrassie. Properties of nonneutral plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 35(9) :577–580, Sep 1975.
- [43] H.G. Dehmelt. Radiofrequency spectroscopy of stored ions. *Adv. At. Mol. Phys.*, 3(53), 1967.
- [44] A. Mohri H. Higaki. Wall and temperature effects on electrostatic oscillations of spheroidal non-neutral electron plasmas in the multi-ring electrode trap. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 36, 1997.
- [45] A. Mohri et al. Confinement of nonneutral spheroidal plasmas in multi-ring electrode traps. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 37, 1998.
- [46] Ronald C. Davidson. *Physics of Nonneutral Plasmas*, volume 81. Addison-Wesley, 1990.
- [47] Daniel H. E. Dubin and T. M. O’Neil. Trapped nonneutral plasmas, liquids, and crystals (the thermal equilibrium states). *Rev. Mod. Phys.*, 71(1) :87, Jan 1999.
- [48] R. C. Davidson. Electrostatic shielding of a test charge in a non-neutral plasma. *Journal of Plasma Physics*, 6(01) :229–235, 1971.
- [49] Ronald C. Davidson and Nicholas A. Krall. Vlasov equilibria and stability of an electron gas. *Physics of Fluids*, 13(6) :1543–1555, 1970.
- [50] Y. L. Klimontovich. Statistical theory of nonequilibrium processes in plasmas. *MIT Press, Cambridge, Massachusetts*, 1967.
- [51] J. R. Danielson and C. M. Surko. Radial compression and torque-balanced steady states of single-component plasmas in penning-malmberg traps. *Physics of Plasmas*, 13(5) :055706, 2006.
- [52] Leon Brillouin. A theorem of larmor and its importance for electrons in magnetic fields. *Phys. Rev.*, 67(7-8) :260–266, Apr 1945.
- [53] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *The Classical Theory of Fluids*. Pergamon, New York, 1971.
- [54] E. F. Chrien, E. J. Valeo, R. M. Kulsrud, and C. R. Oberman. Propagation of ion beams through a tenuous magnetized plasma. *Physics of Fluids*, 29(5) :1675–1681, 1986.
- [55] T. M. O’Neil. A confinement theorem for nonneutral plasmas. *Physics of Fluids*, 23(11) :2216–2218, 1980.
- [56] J. Notte and J. Fajans. The effect of asymmetries on non-neutral plasma confinement time. *Physics of Plasmas*, 1(5) :1123–1127, 1994.
- [57] X.-P. Huang, F. Anderegg, E. M. Hollmann, C. F. Driscoll, and T. M. O’Neil. Steady-state confinement of non-neutral plasmas by rotating electric fields. *Phys. Rev. Lett.*, 78(5) :875–878, Feb 1997.
- [58] F. Anderegg, E. M. Hollmann, and C. F. Driscoll. Rotating field confinement of pure electron plasmas using trivelpiece-gould modes. *Phys. Rev. Lett.*, 81(22) :4875–4878, Nov 1998.
- [59] R. G. Greaves and C. M. Surko. Inward transport and compression of a positron plasma by a rotating electric field. *Phys. Rev. Lett.*, 85(9) :1883–1886, Aug 2000.

- [60] G. B. Andresen, W. Bertsche, P. D. Bowe, C. C. Bray, E. Butler, C. L. Cesar, S. Chapman, M. Charlton, J. Fajans, M. C. Fujiwara, R. Funakoshi, D. R. Gill, J. S. Hangst, W. N. Hardy, R. S. Hayano, M. E. Hayden, A. J. Humphries, R. Hydromako, M. J. Jenkins, L. V. Jørgensen, L. Kurchaninov, R. Lambo, N. Madsen, P. Nolan, K. Olchanski, A. Olin, R. D. Page, A. Povilus, P. Pusa, F. Robicheaux, E. Sarid, S. S. El Nasr, D. M. Silveira, J. W. Storey, R. I. Thompson, D. P. van der Werf, J. S. Wurtele, and Y. Yamazaki. Antiproton compression and radial measurements. In Y. Kanai & Y. Yamazaki, editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1037 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 96–105, August 2008.
- [61] Daniel H. E. Dubin. Theory of electrostatic fluid modes in a cold spheroidal non-neutral plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 66(16) :2076–2079, Apr 1991.
- [62] M. D. Tinkle, R. G. Greaves, C. M. Surko, R. L. Spencer, and G. W. Mason. Low-order modes as diagnostics of spheroidal non-neutral plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 72(3) :352–355, Jan 1994.
- [63] Ryo Funakoshi. *Positron plasma control techniques applied to studies of cold antihydrogen*. PhD thesis, Department of Physics, School of Science, University of Tokyo, 2003.
- [64] D. H. E. Dubin. Equilibrium and dynamics of uniform density ellipsoidal non-neutral plasmas. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 5(2) :295–324, 1993.
- [65] D. Bohm and E. P. Gross. Theory of plasma oscillations. a. origin of medium-like behavior. *Phys. Rev.*, 75(12) :1851–1864, Jun 1949.
- [66] B. R. Beck, J. Fajans, and J. H. Malmberg. Temperature and anisotropic-temperature relaxation measurements in cold, pure-electron plasmas. *Phys. Plasmas*, 3(4) :1250–1258, 1996.
- [67] T. J. Murphy and C. M. Surko. Positron trapping in an electrostatic well by inelastic collisions with nitrogen molecules. *Phys. Rev. A*, 46(9) :5696–5705, Nov 1992.
- [68] C.M. Surko. Accumulation, storage and manipulation of large numbers of positrons in traps i. – the basics. In *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Physics with Many Positrons*, 2010.
- [69] L. V. Jørgensen, M. Amoretti, G. Bonomi, P. D. Bowe, C. Canali, C. Carraro, C. L. Cesar, M. Charlton, M. Doser, A. Fontana, M. C. Fujiwara, R. Funakoshi, P. Genova, J. S. Hangst, R. S. Hayano, A. Kellerbauer, V. Lagomarsino, R. Landua, E. Lodi Rizzini, M. Macrì, N. Madsen, D. Mitchard, P. Montagna, A. Rotondi, G. Testera, A. Variola, L. Venturelli, D. P. van der Werf, and Y. Yamazaki. New source of dense, cryogenic positron plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :025002, Jul 2005.
- [70] L. H. Haarsma, K. Abdullah, and G. Gabrielse. Extremely cold positrons accumulated electronically in ultrahigh vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 75(5) :806–809, Jul 1995.
- [71] J. N. Tan J. Estrada, T. Roach, P. Yesley, and G. Gabrielse. Field ionization of strongly magnetized rydberg positronium : A new physical mechanism for positron accumulation. *Phys. Rev. Lett.*, 75(5) :859–862, Jan 2000.
- [72] N. Oshima, T. M. Kojima, M. Niigaki, A. Mohri, K. Komaki, and Y. Yamazaki. New scheme for positron accumulation in ultrahigh vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 93(19) :195001, Nov 2004.
- [73] N. Oshima, T.M. Kojima, M. Niigaki, A. Mohri, K. Komaki, Y. Iwai, and Y. Yamazaki. Development of a cold hci source for ultra-slow collisions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 205 :178 – 182, 2003. 11th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions.
- [74] N. Oshima T.M. Kojima, D. Dumitriu, H. Oyama, A. Mohri, and Y. Yamazaki. A new positron accumulator with electron plasma. *RIKEN Review* 31, pages 65–69, 2000.
- [75] T. Mohamed, H. Imao, N. Oshima, A. Mohri, and Y. Yamazaki. Fast electron accumulation and its mechanism in a harmonic trap under ultrahigh vacuum conditions. *Physics of Plasmas*, 18(3) :032507, 2011.
- [76] M. A. Leontovich. *Reviews of Plasma Physics*, volume 4, chapter Coulomb collisions in a fully ionized plasma, by D. V. Sivukhin. Consultants Bureau, New York, 1966.
- [77] Kenro Miyamoto. *Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion*. MIT Press, 2000.
- [78] L. Spitzer Jr. *Physics of fully ionized gases*. Interscience Publishers, New York, 1962.
- [79] D. M. Chen, K. G. Lynn, R. Pareja, and Bent Nielsen. Measurement of positron reemission from thin single-crystal w(100) films. *Phys. Rev. B*, 31(7) :4123–4130, Apr 1985.

- [80] M. Niigaki. Master thesis, 1995.
- [81] R. Khatri, M. Charlton, P. Sferlazzo, K. G. Lynn, Jr. A. P. Mills, and L. O. Roellig. Improvement of rare-gas solid moderators by using conical geometry. *Applied Physics Letters*, 57(22) :2374–2376, 1990.
- [82] R.G. Greaves and C.M. Surko. A. *Can. J. Phys.*, 74, 445 (1996).
- [83] Jr. A. P. Mills. A. In *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, 1982.
- [84] R. Suzuki, G. Amarendra, T. Ohdaira, and T. Mikado. Positron re-emission from tungsten surfaces. *Applied Surface Science*, 149(1-4) :66 – 70, 1999.
- [85] T. Matsumoto, A. Cezairliyan, and D. Basak. Hemispherical total emissivity of niobium, molybdenum, and tungsten at high temperatures using a combined transient and brief steady-state technique. *International Journal of Thermophysics*, 20(3) :943–952, May 1999.
- [86] Ltd New Japan Radio CO. Donnee constructeur.
- [87] Tarek Mohamed. Experimental studies of the confinement of electron plasma in a multi-ring trap. *Plasma Devices and Operations*, 17(4) :250–256, 2009.
- [88] H. Tawara, Y. Itikawa, H. Nishimura, and M. Yoshino. Cross sections and related data for electron collisions with hydrogen molecules and molecular ions. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 19(3) :617–636, 1990.
- [89] H. B. Gilbody and J. B. Hasted. Anomalies in the adiabatic interpretation of charge-transfer collisions. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 238(1214) :334–343, 1957.
- [90] J.P. Boris and K.V. Roberts. The optimization of particle calculations in 2 and 3 dimensions. *J. Comput. Phys.*, 4(4) :552–571, 1969.
- [91] Y. C. Wu, Y. Q. Chen, S. L. Wu, Z. Q. Chen, S. J. Wang, and R. G. Greaves. High moderation efficiency positron beamline. *physica status solidi (c)*, 4(10) :4032–4035, 2007.
- [92] J. R. Danielson, T. R. Weber, and C. M. Surko. Plasma manipulation techniques for positron storage in a multicell trap. *Phys. Plasmas*, 13(12) :123502, 2006.
- [93] Sergey Chemerisov and Charles D Jonah. Development of high intensity source of thermal positrons aposs (argonne positron source). *Journal of Physics : Conference Series*, 262(1) :012012, 2011.
- [94] D. B. Cassidy, R. G. Greaves, S. H. M. Deng, N. Lopez-Valdez, V. Meline, and A. P. Mills. The development and applications of an accelerator based positron source. *AIP Conference Proceedings*, 1099(1) :866–869, 2009.
- [95] A. Passner, C. M. Surko, M. Leventhal, and A. P. Mills. Ion production by positron-molecule resonances. *Phys. Rev. A*, 39(7) :3706–3709, Apr 1989.
- [96] N. Oshima, R. Suzuki, T. Ohdaira, A. Kinomura, T. Narumi, A. Uedono, and M. Fujinami. Rapid three-dimensional imaging of defect distributions using a high-intensity positron microbeam. *Appl. Phys. Lett.*, 94(19) :194104, 2009.
- [97] M. P. Petkov D. W. Gidley, K. G. Lynn, M. H. Weber, and J. N. Sun et al. *New Directions in Antimatter Chemistry and Physics*. Kluwer, Dordrecht, 2001.
- [98] D. B. Cassidy and A. P. Mills. The production of molecular positronium. *Nature*, 449(7159) :195–197, 2007.
- [99] P. M. Platzman and A. P. Mills. Possibilities for bose condensation of positronium. *Phys. Rev. B*, 49(1) :454–458, Jan 1994.
- [100] David B. Cassidy and Allen P. Mills. Physics with dense positronium. *physica status solidi (c)*, 4(10) :3419–3428, 2007.
- [101] A. P. Mills. *Physics with many positrons*, pages 77 – 187. Societa' italiana di fisica, Bologna, 2010.